PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. 1. Juli 1902. Redaktionsschluss für No. 20 am 9. Juli 1902. 3. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

A. Heydweiller, Bemerkungen zu den Gewichtsänderungen bei chemischer und physikalischer Umsetzung. S. 425.

J. Precht, Photochemische Solarisation als Entwicklungsphänomen. S. 426.

H. Krüss, Die Verwendung des elektrischen Bogenlichtes in Projektions- und Vergrösserungsapparaten. S. 428.

J. Borgmann, Über die Wirkung eines Magnetfeldes auf das Leuchten eines verdünnten Gases rings um einen Draht, welcher an einen Induktorpol angeschlossen ist. S. 433.

W. Wien, Über Fluoreszenzerregung der Kanalstrahlen an Metalloxyden. S. 440.

C. Runge, Über den Zeemaneffekt der Serienlinien. S. 441.

J. Teichmüller, Über die Grenzen der graphischen Behandlung der Wechselstromprobleme. S. 442.

Vorträge und Reden:

A. Righi, Über die Frage des durch die elektrische Konvektion erzeugten Magnetfeldes und über andere ähnliche Fragen. II. S. 449. (Schluss.)

Eingegangene Schriften. S. 456.

Personalien. S. 456.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Bemerkungen zu den Gewichtsänderungen bei chemischer und physikalischer Umsetzung.

Von Adolf Heydweiller.

Zu meinen Versuchen über Gewichtsänderungen bei chemischer und physikalischer Umsetzung[1]) veröffentlichte Lord Rayleigh (Nature vom 20. Juni 1901 und 15. Mai 1902) einige dankenswerte kritische Bemerkungen, die ich im folgenden mit Gegenäusserungen vereint wiedergebe.

In der ersten Mitteilung weist er darauf hin, dass man noch die Frage aufwerfen könne, ob es sich dabei nur um Gewichts- oder auch um Massenänderung handele. Die Bejahung dieser Frage würde, obwohl mit keiner sicher festgestellten Thatsache in Widerspruch, jedenfalls nur mit Widerstreben aufgenommen; im anderen Falle wären Masse und Gewicht nicht immer proportional, und die Länge des Sekundenpendels nicht unabhängig von seinem Material. Die Abweichungen wären allerdings weit kleiner, als die von Bessel bei seinen Beobachtungen mit *Au*, *Ag*, *Fe*, *Zn*, Marmor und Quarz erreichte Genauigkeit ($^1/_{60000}$), und auch bei bedeutend weiter getriebener Genauigkeit kaum festzustellen.

Eine Einwendung gegen meine Versuche findet Lord Rayleigh in dem Umstande, dass vor der Umwandlung nicht immer ein Gleichgewichtszustand bestanden habe, z. B. nicht bei der Auflösung von $CuSO_4$ in Wasser, wobei vielmehr fortwährend Wasser zum Kupfersulfat destillieren musste, und somit Temperaturänderungen auftraten, die eine scheinbare Gewichtsvermehrung bedingen konnten.

Dass diese Fehlerquelle bei meinen Versuchen keine merkliche Rolle gespielt hat, schliesse ich daraus, dass die Gewichtsverminderung bei der Auflösung von möglichst neutralem $CuSO_4$ in reinem Wasser die Versuchsfehler nicht überstieg und erst bei der Anwesenheit von kleinen Mengen freier Säure den 3- bis 4fachen Betrag erreichte. Immerhin wird bei künftigen Versuchen hierauf zu achten sein.

An der zweiten oben erwähnten Stelle führt Lord Rayleigh an, dass eine Gewichtsänderung bei der Auflösung eines Salzes in Wasser in Widerspruch wäre mit dem Energieprinzip. Da man nämlich die isotherme Auflösung eines Salzes in umkehrbarer Weise vollziehen könne, so würde man im Falle einer begleitenden Gewichtsänderung durch die reversible Ausführung des Vorganges auf einem Schwereniveau und die Zurückführung auf einem anderen den Kreisprozess so leiten können, dass Arbeit aus nichts gewonnen würde.

Die bei der Auflösung von $CuSO_4$ gefundenen Gewichtsänderungen sind nicht die grössten und auffallendsten der bisher beobachteten, aber der Einwand würde auch andere Beobachtungen treffen und auf alle Fälle das Vertrauen in die Realität der Gewichtsänderungen sehr erschüttern, wenn er zuträfe.

Nun ist aber die Umkehrbarkeit eines Vorganges, wie die Auflösung eines Salzes, ein idealer Grenzfall, der vollkommen, oder auch nur mit der hier in Betracht kommenden Genauigkeit ebensowenig realisierbar ist, wie ein Perpetuum mobile, weil sekundäre, reibungsähnliche Vorgänge unvermeidlich sind, und der Arbeitsgewinn auf dem bezeichneten Wege gehört also zu den Unmöglichkeiten.

Meine Versuche haben mich weiter zu der Ansicht geführt, dass die beobachteten Gewichtsverminderungen nicht durch die ausgeführten Umsetzungen selbst, sondern durch sekundäre Vorgänge, vielleicht noch unbekannter Art bedingt sind. Zum Belege berufe ich mich auf den Umstand, dass kleine Beimengungen frem-

1) Diese Zeitschr. 1, 527, 1900. Annalen der Physik 5, 394, 1901.

der Stoffe (Säure z. B.), die mit der Reaktion anscheinend nichts zu thun haben, die Gewichtsänderungen in hohem Masse beeinflussen. Auch der Umstand, dass nur Gewichtsverminderungen beobachtet wurden, ist hier anzuführen. —

Mehrfacher Institutswechsel und die damit verbundene Arbeit haben mich bisher an der Fortführung dieser Versuche verhindert, doch hoffe ich, sie noch im Laufe dieses Jahres wieder aufnehmen zu können.

Dagegen hat Herr Landolt nach einer Mitteilung an die Berliner Akademie (vgl. Naturw. Rundschau 17, 218, 1902) neuerdings sowohl bei der Auflösung von Chlorammonium in Wasser, wie bei der schon früher mit zweifelhaftem Ergebnis untersuchten Reaktion zwischen Jodsäure und Jodwasserstoff merkliche Gewichtsverminderungen erhalten. Mit dem letzten Ergebnis ist nun auch der einzige bisher beobachtete Fall einer merklichen Gewichtsvermehrung als sehr wahrscheinlich auf Versuchsfehlern beruhend beseitigt.

Münster i. W., physikal. Institut, Juni 1902.

(Eingegangen 6. Juni 1902.)

Photochemische Solarisation als Entwicklungsphänomen.

Von J. Precht.

Versteht man unter dem Schwärzungsgrad oder der Dichtigkeit einer entwickelten Bromsilbergelatineschicht, wie es neuerdings üblich ist, den Logarithmus des Verhältnisses der auffallenden zur durchgehenden Lichtintensität, so wächst bekanntlich diese Dichte bei steigender Energiezufuhr zur unentwickelten Platte nicht unbegrenzt, sondern erreicht schnell einen Maximalwert, der lange unverändert erhalten bleibt und von da aus endlich mit fortgesetzter Belichtung wieder abnimmt (Belichtung = Intensität mal Zeit). Den absteigenden Kurvenast bezeichnet man als das Gebiet der Solarisation. Die Solarisation gehört wohl zu den rätselhaftesten Erscheinungen, die man an Bromsilbergelatine beobachtet, besonders seit kürzlich durch Englisch[1]) gezeigt wurde, dass sie unter bestimmten Versuchsbedingungen einen periodischen Verlauf annehmen kann. Man hat die Solarisation auf eine durch im Licht abgespaltenes Brom bewirkte Gerbung der Schicht zurückzuführen versucht[2]) und die Beobachtungen geben den einen Anhaltspunkt dafür, dass bei fortgesetzter Belichtung die Diffusion von Entwickler- und Fixierlösungen in die Schicht hinein erschwert wird. Im folgenden wird gezeigt, dass die Solarisation keine der Bromsilbergelatine als solcher anhaftende Eigenschaft ist, sondern dass sie durch den Vorgang der Entwicklung entsteht und durch richtig geleitete Entwicklung auch vollkommen verschwindet und vermieden werden kann.

Bei diesen Versuchen handelt es sich nicht um Entwicklung solarisierter Schichten, die primär fixiert sind, bei denen also die bei sehr grosser Energiezufuhr erschwerte Diffusion von Thiosulfatlösung in die Schicht das stark belichtete Bromsilber noch nicht völlig gelöst hat, während die weniger belichteten Teile herausgelöst sind, so dass die ersteren nach dem Auswaschen des Thiosulfats für sich allein in gewöhnlicher Weise reduziert werden können.[1]) Das Wesentliche der vorliegenden Versuche besteht vielmehr darin, dass normal belichtete und solarisiert, oder wie man jetzt sagen muss, solarisierend belichtete nebeneinander ohne vorheriges Fixieren normal entwickelbar sind.

Es wird dabei eine bisher unbekannte Eigenschaft saurer Sulfite benutzt, insbesondere des Acetonsulfit-Bayer, das eine saure Sulfitverbindung des Acetons darstellt. Während nämlich nach den vorliegenden Erfahrungen[2]) saure Sulfite wohl die Reduktionsgeschwindigkeit vermindern, hat sich bei einer photographischen Untersuchung des Acetonsulfit-Bayer ergeben[3]), dass diesem eine beträchtliche Bedeutung zur Entwicklung überbelichteter Bromsilbergelatine zukommt, ohne dass dabei andere als die üblichen Entwicklungszeiten notwendig sind. Ich behandle hier nur die Entwicklung von Schichten, die bis zur Solarisationsgrenze und stärker belichtet sind, da diese Erscheinungen ein mehr theoretisches Interesse beanspruchen.

Für die Belichtung kam als Lichtquelle Magnesiumband in Anwendung, von dem 1 cm einer photographisch wirksamen Energiemenge von rund 1200 Hefner-Meter-Sekunden entsprach. Die Bromsilbergelatine wurde nicht direkt, sondern in einem für diesen Zweck abgeänderten Pigmentdruckphotometer (Wynnes Kopieruhr) hinter einer Lochplatte mit 32 kreisförmigen Löchern abnehmenden Durchmessers belichtet. Die Durchmesser der Löcher sind so gewählt, dass die Intensität von einem Loch zum nächsten um ein Fünftel ihres Wertes abnimmt. Die Beurteilung des Resultats wird wesentlich erleichtert durch ein hinter den Löchern angebrachtes Diapositiv, das Zahlen 1 bis 16 und Buchstaben trägt, die sich auf der Versuchsplatte abbilden.

Der Beginn der Solarisation entsprach bei Hervorrufung mit einem Rapidentwickler — ich

1) Englisch, Diese Zeitschr. **3**, 1—5, 1901.
2) Luther, Die chem. Vorgänge i. d. Photographie. S. 55. Halle, Knapp 1899.

1) Englisch, Diese Zeitschr. **2**, 62, 1900.
2) Eder, Handbuch d. Phot. 1, 117; Halle, Knapp. 1890.
3) Precht, Phot. Centralbl. Juli 1902.

verwendete meist Edinollösung 1 : 25 — einer Lichtmenge, die gleich dem 20- bis 25000fachen Betrag der Normalexposition war und für verschieden empfindliche Plattensorten zwischen 32.10^4 und 106.10^4 H.-M.-S. variierte.

Entwickelt man nun eine bis in das Gebiet der Solarisation belichtete Platte in einer Edinollösung 1:25, der 1 Proz. festes Acetonsulfit zugesetzt wird, so beobachtet man folgendes: die Zeit bis zum Erscheinen der ersten Bildspuren wird im Verhältnis 1 : 8 vergrössert, darauf entsteht ein negatives, sehr klares Bild, dieses kräftigt sich bei fortgesetzter Entwicklung, und nach einer Dauer von etwa 3 Minuten fangen die am stärksten belichteten Teile an allmählich in ihrer Umgebung zu verschwimmen; eine Zahl verschwindet nach der anderen und nach Verlauf einer weiteren Minute erscheint in dem am stärksten belichteten Feld ein positives Bild. Die Umkehrung schreitet allmählich fort bis zu demjenigen Feld, das bei Hervorrufung im Rapidentwickler allein sich wie alle voraufgehenden unmittelbar positiv entwickelt. Unterbricht man also den Entwicklungsprozess nach etwa 3 Minuten, so erhält man ein normales Negativ, das keine Spur von Solarisation zeigt und durch Behandlung mit Uranverstärker kopierfähig gemacht werden kann.

Da das Photometer gleichzeitig Belichtungen anzeigt, die sich wie 285 : 1 verhalten, so konnte der Beginn der Solarisation an eine beliebige Stelle der Skala verlegt werden. Die geringste Lichtmenge, bei der noch eben das erste Feld zum Solarisieren gebracht werden konnte, betrug 323000 H.-M.-S. Dann hat das letzte Feld die Menge 1133 H.-M.-S. erhalten. Von diesem Werte aufwärts änderte sich die zugeführte Lichtenergie bis zum Maximalwert von 288.10^4 oder rund 3 Millionen H.-M.-S. Das Versuchsgebiet umfasst damit den Bereich zwischen 1133 H.-M.-S. und dem Neunfachen des Solarisationsbeginns, oder anders ausgedrückt, zwischen dem 22-fachen und 54000fachen der Normalexposition für eine bestimmte Plattensorte oder dem 87-fachen und 180000fachen der Normalexposition für eine andere Plattensorte. Innerhalb dieses Gebiets, das sich also vom Anfang der neutralen Zone durch diese hindurch und über den grössten Umfang des bisher untersuchten Solarisationsgebietes erstreckt, ist das oben gegebene Resultat überall dasselbe. Man kann durch den Zusatz von Acetonsulfit bei rechtzeitiger Unterbrechung des Entwicklungsvorgangs stets ein normales, nicht solarisiertes Negativ erhalten. Demnach ist die Solarisation ausschliesslich als ein Entwicklungsphänomen aufzufassen, das mit der photochemischen Umwandlung der Bromsilbergelatine keine unmittelbaren Beziehungen hat.

Andere saure Sulfite sind bisher nicht untersucht. Von anderen Entwicklern hat mir insbesondere das Pyrophan, ein von den Farbenfabriken vorm. Friedr. Bayer & Co., Elberfeld, hergestelltes Kondensationsprodukt des Pyrogallols mit einem Amidokörper, in Verbindung mit Acetonsulfit zur normalen Entwicklung stark überexponierter Platten vortreffliche Resultate ergeben. Die benutzten Plattensorten waren bekannte Handelsmarken der üblichen Empfindlichkeit, mit und ohne Farbstoffzusatz. Die empfindlichste derselben erforderte zu einer mittleren Schwärzung den dritten Teil der Energie, welche die am wenigsten empfindliche cet. par. zur gleichen Schwärzung gebrauchte.

Was die Erklärung der Wirkung des sauren Sulfits betrifft, so liegt sie nicht etwa in einer Entgerbung der Schicht an den stärker belichteten Stellen. Es wird im Gegenteil die Diffusionsfähigkeit der Gelatine durch Baden in Acetonsulfitlösung merklich vermindert. Es handelt sich vielmehr um eine Auflösung oder Zersetzung der Oxydationsprodukte des Entwicklers. Man kann das leicht nachweisen, wenn man eine durch Oxydation gebräunte Edinollösung mit Acetonsulfit versetzt. Sie wird wieder klar und die Braunfärbung verschwindet. Es liegt daher nahe, den Vorgang so zu denken, dass an allen belichteten Stellen die Oxydationsprodukte des Entwicklers schnell beseitigt werden. Dauert die Entwicklung lange, so tritt der bekannte Unterschied hervor, dass an den stark belichteten Stellen frischer Entwickler weniger schnell eindringt als an den schwach belichteten; letztere werden daher relativ beträchtlich stärker reduziert und man erhält diese positiv-solarisiert gegenüber den andern. Die stark verzögernde Wirkung des Acetonsulfits und die bei langsamer Reduktion mögliche Vernichtung der Oxydationsprodukte erlaubt also, den Entwicklungsprozess in einem Stadium zu unterbrechen, bei welchem noch das normale Verhältnis der Schwärzungen zum Ausdruck kommt.

Hat man mehrfach das allmähliche Auftreten der Solarisation bei fortschreitender Entwicklungsdauer beobachtet, so kann man auch bei gewöhnlicher Entwicklung mit einem Rapidentwickler in den ersten Augenblicken seiner Einwirkung das negative Bild erkennen, das allerdings dann sehr schnell umschlägt. Ich bemerke übrigens, dass bei den meisten Aufnahmen mit der üblichen Entwicklung die Solarisation genau soweit erfolgte, als die Schicht bei der Belichtung sichtbar gefärbt war und ein Bild auch ohne Entwicklung schon zeigte.

Noch ein weiterer Punkt scheint mir Interesse zu beanspruchen. Wird nämlich irgend eine Schicht soweit belichtet, wie es dem Gebiet der sogenannten neutralen Zone (Belichtung etwa 10^2 bis 10^4 normal) oder auch der völligen So-

larisation (Belichtung $> 2 \cdot 10^4$ normal) entspricht und in der angegebenen Weise als Negativ entwickelt, so zeigt dieses Negativ, aus welchem Belichtungsgebiet es auch stammen möge, trotz der ausserordentlichen Energiemengen, die gewirkt haben, ganz klare Intensitätsunterschiede zwischen Anfang und Ende der Photometerskala. Die photographische Schicht ist also an sich keineswegs blind für Intensitätsunterschiede, wenn auch die absoluten Intensitäten ausserordentlich gross sind und nur die übliche Art der Entwicklung hat bisher verhindert, diese Unterschiede wahrnehmbar zu machen. Diese Thatsache scheint mir der rein chemischen Auffassung des photographischen Vorgangs einige Schwierigkeiten zu bereiten, denn danach sollte angenommen werden, dass der Gleichgewichtsdruck des Halogens schliesslich einen Grenzwert erreicht, bei dem die weitere Lichtwirkung zum Stillstand kommt.

Nebenbei erwähne ich, dass die maximale Dichtigkeit des Silberniederschlags, die bei der gewöhnlichen Entwicklungsmethode mit dem 25- bis 35fachen Werte der Normalexposition erreicht wird, durch Entwicklung mit Acetonsulfit in einem besonderen Falle auf den 1400fachen Wert der Normalexposition verlegt werden konnte. Hieraus geht deutlich hervor, wie sehr das Verhältnis zweier photographischer Schwärzungen von der Entwicklung abhängt.

Die Art der Energiezufuhr ist für das Resultat der Solarisation, wie Englisch[1]) gezeigt hat, nicht ohne Bedeutung. So erhielt ich zum Beispiel bei meinen Versuchen verschiedene Ergebnisse, wenn ich aus 14 cm Abstand mit 3 Streifen Magnesiumband von je 16 cm Länge belichtete und wenn bei gleichem Abstand 24 Streifen von je 2 cm Länge verbrannt wurden. Im letzteren Falle muss jeder Streifen um ein gemessenes kleines Stück länger als 20 mm geschnitten werden, da das Magnesium nicht völlig bis an die haltende Klammer verbrennt. Trotz dieser Vorsicht erhält man folgende Unterschiede bei der üblichen Entwicklungsmethode. Mit 3 Streifen von je 16 cm *Mg* solarisiert die Platte bis zur Photometernummer 13, 14 hebt sich nicht von der Umgebung ab und ist unsichtbar, 15 ist deutlich negativ. 24 Streifen von je 2 cm geben 1 bis 7 positiv, 8 negativ, 9 unsichtbar, 10 und 11 positiv, 12 und alle folgenden negativ. Entwicklungsdauer in beiden Fällen 3 Minuten im Edinolentwickler 1 : 25. Die mit vielen kleineren Lichtmengen belichtete Platte zeigt also einen deutlich periodischen Charakter. Entwickelt man zwei ganz entsprechend belichtete Platten mit Zusatz von Acetonsulfit-Bayer ebenfalls 3 Minuten, so erhält man zwei ganz gleiche Negative. Scheinen danach die Perioden durch diese Art der Entwicklung völlig zu verschwinden, so hebe ich doch ausdrücklich hervor, dass noch ein Widerspruch insofern besteht, als es nicht gelang, bei direkter streifenweiser Belichtung einer Platte in der mit Centimeterteilung versehenen Schiebekasette die Perioden durch die Entwicklung zu beseitigen.

Dass übrigens die Anwendung des Photometers für die vorliegende Untersuchung allen billigen Anforderungen an Genauigkeit durchaus entspricht, zeigt zum Beispiel folgender Versuch: Auf einer unempfindlichen Plattensorte solarisierten bei gewöhnlicher Entwicklung mit der Exposition 54000 normal die Photometerstufen 1 bis 6, bei Belichtung mit 36000 normal die Stufen 1 bis 4. Berechnet man aus dem Intensitätsverhältnis der Photometernummern die Lichtmengen, die gerade eben ausreichen, um das erste Feld bei der Entwicklung zu solarisieren, so findet man 20810 und 21690 normal, also eine Übereinstimmung bis auf $4^1/_4$ Proz. Ich glaube nicht, dass man berechtigt sein könnte, bei solchen Arbeiten mehr zu erwarten.

Als gesichertes Resultat der beschriebenen Versuche wird man also ansehen dürfen, dass die neutrale Zone und die Solarisationserscheinungen der Bromsilbergelatine selbst nicht angehören, sondern ihre Ursache in Entwicklungsvorgängen haben und durch geänderte Entwicklung vollkommen beseitigt werden können.

Hannover, physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 1. Juni 1902.

(Eingegangen 11. Juni 1902.)

1) Englisch, l. c.

Die Verwendung des elektrischen Bogenlichtes in Projektions- und Vergrösserungsapparaten.

Von Hugo Krüss.

Seit man die Helligkeit der elektrischen Bogenlampen photometrisch feststellte, wusste man, dass die Verteilung des Lichtes eine recht ungleichmässige ist und dass bei den gewöhnlich üblichen Bogenlampen nach oben und in horizontaler Richtung verhältnismässig wenig Licht ausgesandt wird, die Hauptmenge des erzeugten Lichtes dagegen nach unten ausstrahlt, so dass das Maximum sich zwischen 40 und 60 Grad unter der Horizontalen befindet. Die Ursache davon liegt bekanntlich in der Bildung eines hellleuchtenden Kraters am unteren Ende der oberen positiven Kohle, welcher seine ganze Lichtfülle nach unten schickt.

Diese Eigenschaft des elektrischen Bogenlichtes ist bei seiner Anwendung zur gewöhnlichen Beleuchtung von grossem Vorteil, da ja die Bogenlampen hoch zu hängen pflegen und die unter ihnen liegenden Objekte erhellen

sollen, ausserdem aber die grossen Unterschiede in der Lichtausstrahlung nach verschiedenen Richtungen durch die den Flammenbogen umschliessenden matten Glasglocken ausgeglichen werden.

Sobald aber das Licht der elektrischen Bogenlampen durch Linsen gesammelt werden soll, erfordert die geschilderte Ungleichmässigkeit in der Lichtausstrahlung eine besondere Berücksichtigung. Stellt man die elektrische Bogenlampe hinter den senkrecht stehenden Linsen senkrecht auf, so wird nach dem Geschilderten der untere Teil der Linse wohl eine beträchtliche Lichtmenge erhalten, in ihre Mitte wird aber recht wenig und auf die obere Hälfte fast gar kein Licht fallen. Dazu kommt noch ein anderer höchst störender Umstand, nämlich der, dass sich der elektrische Lichtbogen nicht immer centrisch zwischen den beiden Kohlenspitzen befindet, sondern zuweilen, wahrscheinlich verursacht durch Ungleichmässigkeiten in der Kohle, auch um die Kohlen herumläuft, derart, dass zeitweilig nach der Linsenseite nur ganz wenig Licht ausgestrahlt wird, sondern fast die ganze Lichtmenge dahin gesandt wird, wo man sie nicht braucht.

Diese Übelstände sind zuerst bei der Einführung des elektrischen Lichtes auf Leuchttürmen empfunden worden, in welchen ein aus Prismen und Linsen zusammengesetzter optischer Apparat das Licht der Lichtquelle in ein oder mehrere Lichtbüschel sammelt. Es sind hier zwei Auswege gefunden worden. Der eine Weg ist der, dass man die elektrische Bogenlampe so weit mit dem oberen Ende nach rückwärts neigt, dass das Maximum der Lichtausstrahlung in die Horizontale, also auf die Mitte der Linsen fällt. Dabei bleibt natürlich bestehen, dass der grösste Teil des erzeugten Lichtes nach hinten verloren geht oder auch einmal bei wanderndem Flammenbogen zeitweilig gar kein Licht auf die Linsen fällt. Ein dadurch herbeigeführtes scheinbares Erlöschen des Leuchtturmfeuers, wenn auch nur auf kürzere Zeit, kann ausserordentlich unheilvoll wirken.

Deshalb kam man sehr bald auf den sehr nützlichen Gedanken, bei senkrechter Stellung der Bogenlampe die Kohlenspitzen so zu stellen, dass die Achse der unteren negativen Spitze in einer Vertikalen mit dem Vorderrande der positiven oberen Kohlenspitze liegt. Dann bildet sich kein vertiefter Krater in der oberen Kohle, sondern sie brennt schräg nach vorne ab; nach hinten wird fast gar kein Licht ausgestrahlt, sondern die grösste Menge des erzeugten Lichtes nach vorne gebracht, wo man es braucht.

Douglass fand[1]), dass bei dieser Anordnung der Kohlen, wenn man die Lichtstärke bei Stellung der Achsen der Kohlenspitzen in dieselbe Vertikale = 100 setzt,

nach vorne die Helligkeit 287
„ rechts „ „ 116
„ links „ „ 116
„ hinten „ „ 38

ausgestrahlt wird. Fig. 1 stellt dieses Resultat in der ausgezeichneten Kurve dar, in welcher B den Ort des elektrischen Lichtbogens bedeutet, während der punktierte Kreis die Lichtverteilung bei axialer Stellung der unteren Kohlenspitze zur oberen darstellt. Man sieht also, dass die nach hinten ausgesandte Lichtmenge thatsächlich sehr gering ist.

Sehr ähnliche Verhältnisse wie bei der Leuchtturmbeleuchtung finden sich bei Benutzung des elektrischen Bogenlichtes in Pro-

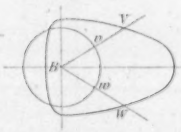


Fig. 1.

jektions- und Vergrösserungsapparaten. Auch hier ist eine Bogenlampe mit gewöhnlicher Kohlenstellung gar nicht zu gebrauchen, auch hier wird man also mit Vorteil entweder die ganze Lampe neigen, oder die Kohlen gegeneinander verschieben oder auch beides thun, alle diese Fälle findet man in Projektionsapparaten thatsächlich vor und in der Litteratur empfohlen.

Betrachten wir zunächst die auf Grund der Douglassschen Angaben gezeichnete Figur 1. Es sei dabei die ungefähr zutreffende Annahme gemacht, dass der Leuchtwinkel der Lichtquelle, d. h. der Winkel, unter welchem die der Lichtquelle nächste Fläche der Beleuchtungslinsen von der Lichtquelle aus erscheint[1]), 60 Grad betrage. Ist dieser Winkel durch die Linien BV und BW in der Figur angedeutet, so stellen die Flächen VBW und vBw das Verhältnis der auf die Beleuchtungslinsen fallenden Lichtmengen in den beiden Kohlenstellungen dar. Man sieht, dass weit mehr als die doppelte Lichtmenge auf die Linsen trifft bei der excentrischen Stellung der unteren Kohle als bei der axialen Stellung.

Bei diesem grossen, durch einfache Verschiebung der unteren Kohle nach vorn zu erreichenden Helligkeitszuwachs entsteht die Frage, ob denn für Projektionsapparate ein Neigen der

1) Correspondence and reports on the subject of comparative triols of the electric light at South Foreland, London 1877. Dingl. Journ. **227**, 201, 1878.

1) s. H. Krüss, Die Abhängigkeit der Helligkeit von Projektions- und Vergrösserungsapparaten von ihren optischen Bestandteilen. Phot. Rundschau **15**, 133, 1901.

Lampe nach rückwärts überhaupt nötig oder nützlich sei. Zur Entscheidung derselben habe ich einige Versuche mit einem Handregulator angestellt, bei welchem sowohl die Neigung der ganzen Lampe messbar veränderlich war, als auch die Stellung der Kohlen zu einander. Als obere Kohle wurde eine Dochtkohle von 13 mm Durchmesser, als untere eine homogene Kohle von 10 mm Durchmesser gebrannt und ein Strom von etwa 8 Ampère benutzt.

Ich habe die Helligkeitsverteilung in drei verschiedenen Stellungen der Kohlen zu einander festgestellt, in allen dreien waren die Achsen der beiden Kohlen einander parallel, in der ersten standen sie centrisch zu einander, so dass also die Achse der unteren Kohle in der

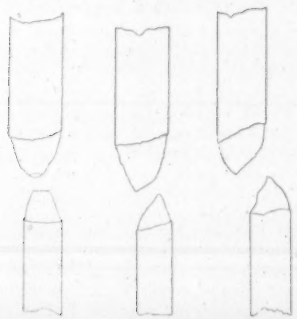


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.

Verlängerung der Achse der oberen sich befand, in der zweiten war die untere Kohle so weit vorgeschoben, dass die vorderen Kanten der Kohlen in einer Ebene standen, und in der dritten so weit, dass die Achse der unteren Kohle sich in der Verlängerung der Vorderkante der oberen befand. Diese drei Stellungen sind in Fig. 2—4 dargestellt, aus welchen auch gleichzeitig die Form erkennbar ist, welche die Kohlenspitzen infolge des Abbrennens annehmen.

In Fig. 2 ist der in die obere positive Kohle nach innen eingebrannte Krater, welcher seine hellleuchtende Fläche nach unten kehrt, nicht sichtbar, in Fig. 3 sieht man, dass die obere Kohlenspitze schräg nach vorne abgebrannt ist und in Fig. 4 ist diese schräge Fläche noch vergrössert.

Da die photometrischen Messungen nur den Zweck hatten, die Helligkeitsverteilung festzustellen, habe ich in den folgenden Tabellen, welche die Ergebnisse der Messungen enthalten, überall das Maximum der Helligkeit, welches natürlich bei den verschiedenen Kohlenstellungen in verschiedenen Ausstrahlungsrichtungen liegt, = 10 gesetzt; als positiv ist die Richtung nach oben, als negativ diejenige nach unten bezeichnet.

Ausstrahlungsrichtung	I Kohlen centr. zu einander	II Kohlen vorn gleich	III Achse der unter. Kohle auf Kante der ob.
$+90^0$	0.0	0.0	0.0
$+80^0$	0.0	0.0	0.3
$+70^0$	0.2	0.1	0.4
$+60^0$	0.4	0.1	0.7
$+50^0$	0.7	0.1	1.0
$+40^0$	1.0	0.1	1.2
$+30^0$	1.1	0.1	2.3
$+20^0$	1.2	0.2	4.3
$+10^0$	1.2	0.4	6.8
0^0	1.3	7.3	8.3
-10^0	4.3	8.6	9.1
-20^0	6.0	10.0	10.0
-30^0	8.4	10.0	8.3
-40^0	10.0	9.0	6.8
-50^0	10.0	7.1	2.2
-60^0	7.2	4.2	0.4
-70^0	4.7	2.5	0.2
-80^0	0.2	0.2	0.1
-90^0	0.0	0.0	0.0

In Fig. 5—7 sind die Zahlen der vorstehenden Tabelle graphisch dargestellt; Fig. 5 stellt

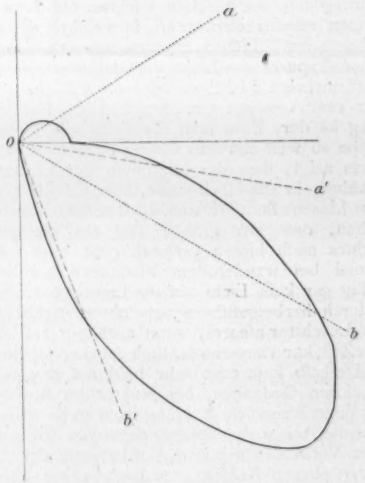


Fig. 5.

die Lichtausstrahlung im Falle I der centrischen Kohlenstellung dar, Fig. 6 diejenige der Anordnung II, bei welcher die Kohlen vorne gleich sind, und Fig. 7 den Fall III, wo die Achse der unteren Kohle auf die Kante der oberen gerichtet ist. Das Maximum befindet sich im Falle I bei -40^0 bis -50^0, im Falle II bei

-20^0 bis -30_0, im Falle III bei -20^0, je weiter man also die untere Kohle nach vorne rückt, in desto weniger nach unten geneigter Richtung liegt das Maximum.

Es wird nun bei Projektionsapparaten ein

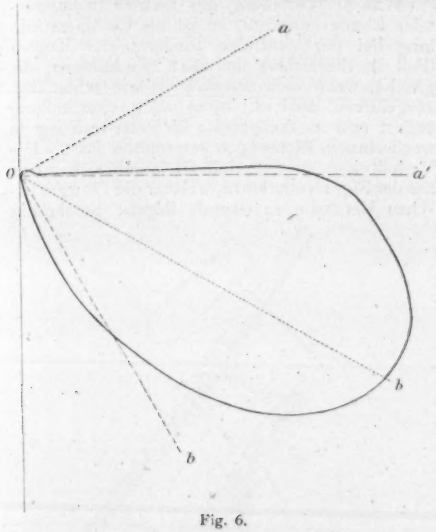


Fig. 6.

Leuchtwinkel von etwa 60^0 ausgenutzt. Denkt man sich zunächst die Kohlen der Bogenlampe

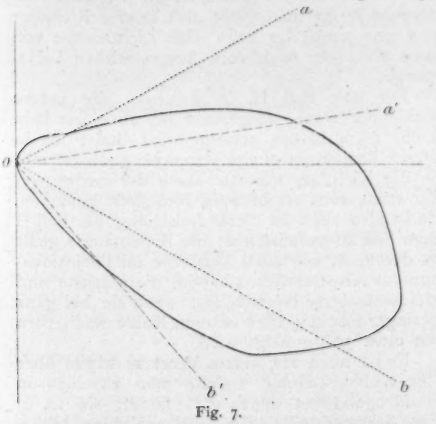


Fig. 7.

senkrecht stehend, so kommt diejenige Lichtmenge zur Wirkung, welche zwischen den Winkeln $+30^0$ und -30^0 liegt. Diese Winkel sind in den drei Figuren durch punktierte Linien aOb bezeichnet. Man sieht, dass in den Fällen I und II ausserordentlich wenig Licht auf den oberen Teil der Linsen fällt, da oberhalb der Horizontalen fast kein Licht ausgestrahlt wird. Ganz bedeutend günstiger liegen die Verhältnisse im Falle III und es thut thatsächlich eine Bogenlampe mit senkrecht stehenden Kohlen, bei denen die untere so weit vorgeschoben ist, dass ihre Achse mit der Vorderkante der oberen zusammenfällt, für Projektionsapparate gute Dienste und pflegt dort auch in Handregulatoren angewendet zu werden.

Eine bedeutend grössere Wirkung und zugleich eine bessere, weit gleichmässigere Lichtverteilung erzielt man aber dadurch, dass man die elektrische Lampe so weit schräg stellt, dass der zu benutzende Leuchtwinkel von 60^0 die grösstmögliche Lichtmenge enthält. Zu diesem Zwecke wird man, wie aus den Figuren leicht ersichtlich ist, im Falle I den Winkel von -10^0 bis -70^0 benutzen, die Lampe also um 40^0 neigen, im Falle II den Winkel von 0^0 bis 60^0, so dass die Lampe um 30^0 geneigt wird, und im Falle III den Winkel von $+10^0$ bis -50^0, wobei die Lampe eine Neigung von 20^0 einnimmt. In den Figuren 5—7 ist die in diesen Fällen zur Benutzung kommende Lichtmenge in dem mit gestrichelten Linien bezeichneten Winkel $a'Ob'$ eingeschlossen.

Es fällt sofort die ausserordentliche Überlegenheit der in dem letzteren Winkelraum enthaltenen Lichtmenge gegenüber dem bei senkrechter Kohlenstellung in dem Winkelraum aOb vorhandenen auf, gleichzeitig aber auch, dass der Fall II, in welchem die Achse der unteren Kohle auf die Vorderkante der oberen zielt, der günstigste von den drei betrachteten Fällen zu sein scheint. Einen genauen Aufschluss hierüber würde die Ausmessung der von den Kurven eingenommenen Flächen geben, jedoch erhält man einen für den vorliegenden Zweck vollkommen ausreichenden Anhalt für die Verhältnisse, wenn man einfach die in den einzelnen Fällen zur Verwendung kommenden Helligkeiten, wie sie von 10^0 zu 10^0 bestimmt wurden, addiert. Solches geschieht in den nachfolgenden Zusammenstellungen.

A. Winkelraum aOb, Kohlen senkrecht.

	I	II	III
Ausstrahlungsrichtung	Kohlen centr. zu einander	Kohlen vorn gleich	Achse der unt. Kohle auf Kante der ob.
$+30^0$	1.1	0.1	2.3
$+20^0$	1.2	0.2	4.3
$+10^0$	1.2	0.4	6.0
0^0	1.3	7.3	8.3
-10^0	4.3	8.6	9.1
-20^0	6.0	10.0	10.0
-30^0	8.4	10.0	8.3
Summe	23.5	36.6	49.1
Über der Horizontalen	3.5	0.7	13.4
Unter d. Horizontalen	18.7	28.6	27.4

B. Winkelraum $a'Ob'$, Kohlen geneigt.

I Kohlen centrisch zu einander		II Kohlen vorn gleich		III Achse d. unt. Kohle auf Kante der oberen	
Ausstrahlungsrichtung	Lichtmenge	Ausstrahlungsrichtung	Lichtmenge	Ausstrahlungsrichtung	Lichtmenge
-10^0	4.3	0^0	7.3	$+10^0$	6.8
-20^0	6.0	-10^0	8.6	0^0	8.3
-30^0	8.4	-20^0	10.0	-10^0	9.1
-40^0	10.0	-30^0	10.0	-20^0	10.0
-50^0	10.0	-40^0	9.0	-30^0	5.3
-60^0	7.2	-50^0	7.1	-40^0	6.8
-70^0	4.7	-60^0	4.2	-50^0	2.2
	50.6		56.2		51.5
Über d. Horizontalen	18.7		25.9		24.2
Unter d. Horizontalen	21.9		20.3		17.3

Durch die so gewonnenen Zahlen tritt vollkommen klar hervor, was schon der Anblick der Kurven lehrte; nämlich zunächst bei der senkrechten Stellung der Kohlen die sehr geringe Lichtausbeute in den Fällen I und II im Verein mit der ungleichmässigen Lichtverteilung, welche sich aus der Summation der drei über und der drei unter der Horizontalen gemessenen relativen Lichtstärken ergiebt. Sodann aber zeigt sich die Überlegenheit des Falles III über die beiden vorhergehenden sowohl in Bezug auf die Verteilung des Lichtes als die Gesamtlichtmenge. Nimmt man dazu den weiter oben ausgeführten Vorteil, dass wie die Messungen von Douglass ergeben, überhaupt mehr als die doppelte Lichtmenge nach vorn ausgestrahlt wird durch das Vorrücken der unteren Kohle in der Art des Falles III wie bei centrischer Kohlenstellung (I), so sieht man, dass durch die Anordnung III die Linsen über viermal soviel Licht empfangen als im Falle I.

Durch die Neigung der Lampe werden aber die Lichtverhältnisse bei Verwendung des elektrischen Bogenlichtes in Projektionsapparaten noch bei weitem bessere. Hier überwiegt schon der Fall I der centrischen Kohlenstellung in Bezug auf die Gleichmässigkeit der Lichtverteilung den bei senkrechter Kohlenstellung günstigsten Fall III, während, wie eben erst ausgeführt, die gegen die Linsen gerichtete Gesamtlichtmenge naturgemäss kleiner ist, da nach allen Seiten gleichmässig Licht ausgestrahlt wird und nicht nur nach vorn. Es ist aber die Lichtmenge oberhalb der Horizontalen beinahe gleichgross wie diejenige unterhalb derselben.

Im Falle II ist dieses Verhältnis schon umgekehrt, oben ist mehr Licht als unten, im Falle III wird dieses Verhältnis noch verstärkt. Es erscheint also Fall II als der günstigste, da auch die zur Verwendung in dem Leuchtwinkel von 60^0 kommende Gesamtlichtmenge die grösste ist. Vielleicht würde sogar eine noch geringere Verrückung der unteren Kohle nach vorn noch etwas vorteilhafter sein, falls dann nicht doch eine erheblichere Lichtausstrahlung nach hinten eintreten sollte, welche in dem Falle II, dass die Kohlen vorne in gerader Linie stehen, fast nicht vorhanden ist.

Was die Verteilung des Lichtes in horizontaler Ebene anbetrifft, so ist die Lichtausstrahlung bei der centralen Stellung der Kohlen (Fall I) theoretisch in allen Richtungen die gleiche, wenn auch thatsächlich, wie schon hervorgehoben, der Lichtbogen häufig seine Stellung ändert und so die grösste Lichtausstrahlung in wechselnden Richtungen stattfinden lässt. Die Verhältnisse für den Fall III lassen sich schon aus der Fig. 1 entnehmen, welcher die Douglass-schen Versuche zu Grunde liegen; beschränkt

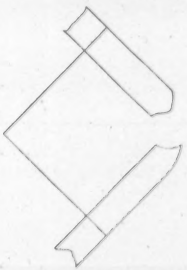


Fig. 8.

man wieder das Interesse auf einen Leuchtwinkel von 60^0, der durch die Linien NBW dargestellt ist, so ergiebt sich in der Richtung von 30^0 nach der Seite eine Lichtmenge von etwa 70% der nach vorn ausgestrahlten Lichtmenge.

Für den Fall II, in welchem die untere Kohle nur wenig vorgerückt ist, aber fast kein Licht nach hinten gesandt wird, habe ich in dieser Beziehung einige Versuche gemacht und in der Richtung von 30^0 nach der Seite 90% der nach vorn strahlenden Helligkeit gefunden. Es ist also auch in dieser Beziehung der Fall II dem Fall III vorzuziehen; die Bogenlampe giebt in der That, wie auch Versuche im Projektionsapparat selbst erwiesen haben, die stärkste und gleichmässigste Beleuchtung, wenn sie bei ganz geringer Rückung der unteren Kohle nach vorn um etwa 30^0 geneigt wird.

Es ist noch ein kurzes Wort zu sagen über eine Kohlenstellung, welche man zuweilen in Handregulatoren angewandt findet; sie ist in Fig. 8 dargestellt. Die beiden Kohlen bilden einen Winkel gegeneinander, während bei den senkrecht dazu stehenden Haltern durch ein auf beide gleichzeitig wirkendes Rad oder eine andere Vorrichtung der Winkel, welchen sie zu einander bilden, verändert und so bei Abbrennen

der Kohlen deren Spitzen einander wieder genähert werden können. Das giebt einen verhältnismässig einfachen Regulierungsmechanismus.

Abgesehen davon, dass beim Abbrennen der Kohlen sich die Entfernung des leuchtenden Punktes von den Linsen ändert, ist zunächst zu betonen, dass auch hier der Lichtbogen leicht nach hinten läuft und infolgedessen nur wenig Licht nach vorn gestrahlt wird, wenn man solches nicht durch Vorschieben der unteren Kohle verhindert. Die Abbrenn- und Lichtausstrahlungsverhältnisse können aber hier bei weitem nicht so günstig sein, wie in der bisher

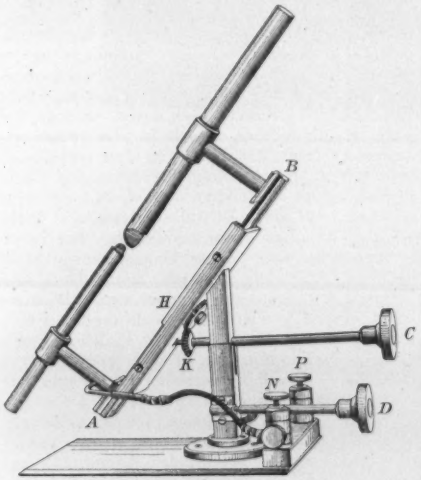


Fig. 9.

als beste festgestellten Anordnung des Falles II, da die gegeneinander gekehrten Brandflächen der beiden Kohlen hauptsächlich nach unten und nach oben ihr Licht aussenden. Von einigermassen günstiger Wirkung ist diese Anordnung nur unter Verwendung schwächerer Ströme, da die hierzu benutzten dünneren Kohlen in ihrer ganzen Masse in Glut versetzt werden, also auch regelmässig nach vorn Licht ausstrahlen.

Aus den vorstehend geschilderten Versuchen ist ein einfacher Handregulator für Projektionszwecke (Fig. 9) hervorgegangen, bei welchem die Kohlen um etwa 30° geneigt sind und die untere Kohle nur wenig vorgerückt ist, so dass die Vorderflächen der beiden Kohlen in einer Geraden liegen. Die untere Kohle ist bei *A* isoliert aufgesetzt und direkt mit der Polklemme *N* verbunden, während von der Klemme *P* für den positiven Pol der Strom an das Lampengestell geführt ist.

Die beiden Kohlehalter *A* und *B* sind verschiebbar in dem flachen Stücke *H* und zwar gleichmässig durch ein Triebrad *K*, welches durch den isolierten Knopf *C* gedreht werden kann. Hierdurch wird also der Lichtbogen gebildet, während durch Drehung an dem ebenfalls isolierten Knopf *D* die ganze Lampe gehoben oder gesenkt, also der leuchtende Punkt in die optische Achse des Projektionsapparates gebracht werden kann. Dieser Handregulator lässt sich natürlich für Kohlen verschiedener Dicke, also für verschiedene Stromstärken einrichten.

(Eingegangen am 31. Mai 1902.)

Über die Wirkung eines Magnetfeldes auf das Leuchten eines verdünnten Gases rings um einen Draht, welcher an einen Induktorpol angeschlossen ist.

Von J. Borgmann.

Ich hatte schon Gelegenheit, in dieser Zeitschrift **2**, 659, 1901 eine kurze Beschreibung der äusserst schönen Lichterscheinungen mitzuteilen, die man in einer evakuierten Glasröhre rings um einen in der Richtung der Längsachse eingeschmolzenen Draht beobachtet, wenn ein Ende des Drahtes an einen Induktorpol angeschlossen, der andere Induktorpol geerdet ist, und ausserdem den Polen eine Funkenstrecke parallel geschaltet wird. Die in der erwähnten Mitteilung beschriebenen Erscheinungen werden besonders auffallend in Röhren von grösserem Durchmesser; ich benutze meistens Röhren von 5 cm Durchmesser und 1 m Länge. Die bei der beschriebenen Anordnung entstehenden Lichterscheinungen werden merkbar durch die Nähe von leitenden Körpern beeinflusst; um diese Einwirkung möglichst auszuschliessen, hänge ich die Röhren in horizontaler Lage in ziemlicher Entfernung vom Erdboden auf und schliesse den Draht in der Röhre an den Induktorpol mittels eines äusserst dünnen Drahtes an; dabei wird das Drahtende gewöhnlich nicht unmittelbar an den Induktorpol angeschlossen, sondern zwischen beiden wird ein Kohlrausch'scher Plattenkondensator eingeschaltet. Die Anwesenheit des Kondensators übt keine merkliche Wirkung auf die Erscheinungen aus, giebt aber die Möglichkeit, durch Änderung der Plattendistanz die Intensität des Leuchtens zu ändern. Auf die äussere Röhrenwandung klebe ich parallel dem axialen Draht einen schmalen Stanniolstreifen. Bevor der Streifen geerdet ist, übt er keine merkliche Wirkung auf das Leuchten in der Röhre aus. Wenn aber der Streifen zur Erde abge-

leitet ist, so erleiden die Lichterscheinungen Änderungen, verhältnismässig schwache bei kleineren Verdünnungen, aber sehr wesentliche, wenn der Gasdruck in der Röhre bis auf kleine Bruchteile eines Millimeters herabgegangen ist.

§ 1.

Wie es schon in meiner oben citierten Arbeit erwähnt wurde, sind die in der Röhre auftretenden Lichterscheinungen wesentlich verschieden, je nachdem 1. die Induktorpole durch eine Funkenstrecke verbunden sind, oder 2. eine solche Verbindung nicht vorhanden ist.

In letzterem Falle ist das Leuchten in der Röhre bei jeder Verdünnung gleich bei beiden Richtungen des Primärstromes im Induktor; der Charakter des Leuchtens ändert sich bei Änderung der Stromrichtung nicht, es kann nur eine sehr kleine Änderung in der Intensität des Leuchtens wahrgenommen werden. Anders verhält sich das Leuchten im ersten Fall, wenn die Induktorpole durch einen Leiter mit eingeschalteter Funkenstrecke verbunden sind. Bei diesen Bedingungen sind die Lichterscheinungen in der Röhre bei einer Richtung des Primärstromes im Induktor vollständig verschieden von denen, welche bei der anderen Stromrichtung entstehen. Wie es ja auch von vornherein klar ist, rufen die elektrischen Prozesse in dem an den einen Induktorpol angeschlossenen Drahte das Entstehen von elektrischen Schwingungen hervor. Eine gewöhnliche Geisslerröhre zwischen den in die Röhre eingeschlossenen Draht und den Induktorpol geschaltet, zeigt auch nicht die mindeste Polarität an ihren Elektroden, wenn die Induktorpole durch eine Funkenstrecke nicht verbunden sind. Beobachtungen über die Wirkung eines Elektromagnets auf das Leuchten einer cylindrischen Geisslerröhre (Länge 1,5 m, Durchmesser 3,5 cm), wenn eine Elektrode der Röhre an einen Induktorpol angeschlossen ist, weisen bei dieser Anordnung gleichfalls auf das Vorhandensein im Inneren der Röhre von zwei gleichstarken, aber entgegengesetzt gerichteten Elektrizitätsströmungen hin. Ganz anders verhält sich das Leuchten, wenn den Induktorpolen eine Funkenstrecke parallel geschaltet ist. Aus den Erscheinungen an einer gewöhnlichen Geisslerröhre, ebenso wie aus der Einwirkung eines Elektromagnets auf das Leuchten der eben erwähnten grösseren Geisslerröhre ist zu ersehen, dass in diesem Fall in dem an einen Induktorpol angeschlossenen Leiter eine elektrische Wechselströmung entsteht, bei der eine Richtung an Intensität die andere wesentlich überwiegt. Sehr interessant ist es, dass in dem Zweig, welcher dem Induktor parallel ist und die Funkenstrecke enthält, auch ein Wechselstrom entsteht, in dem jedoch die Stromrichtung wesentlich überwiegt, welche der im am Induktor angeschlossenen Leiter (Draht) überwiegenden gerade entgegengesetzt ist. Man kann sich leicht davon überzeugen, wenn man eine Geisslerröhre zwischen den Induktor und den mit ihm verbundenen Draht, und die andere in den Funkenzweig einschaltet. Weiter unten nenne ich den Induktorpol positiv, wenn in dem mit ihm verbundenen Leiter bei Vorhandensein des Funkenzweiges die überwiegende Strömung die Richtung vom Induktorpol hat. Ich nenne den Induktorpol negativ, wenn (bei veränderter Richtung des Primärstromes im Induktor) in dem an den Pol angeschlossenen Leiter bei Vorhandensein des Funkenzweiges die überwiegende Stromrichtung zum Pol gerichtet ist.

§ 2.

In dieser Mitteilung will ich einige Beobachtungen über die Wirkung eines Magnetfeldes auf das Leuchten in obigen Röhren beschreiben. Nach Beschreibung der merkwürdigen am Draht regelmässig verteilten Lichtlinsen, welche bei wenigen Millimetern Druck in der Röhre erscheinen, wenn der Draht an den positiven Induktorpol angeschlossen ist, erwähnte ich in meiner vorigen Mitteilung, dass ein Magnet keine Wirkung auf diese Lichtlinsen ausübt. Diese Angabe ist aber nicht vollständig zutreffend. Es ist wohl wahr, dass die Lichtlinsen keine merkbare Änderung erleiden, wenn der Röhre ein starker Stahlmagnet genähert wird; sie unterliegen aber, wie weitere Beobachtungen zeigten, der Einwirkung eines stärkeren Elektromagnetfeldes. Wenn man die Röhre zwischen die Polflächen eines Plückerschen Elektromagnets bringt, so dass die Kraftlinien zur Röhrenachse und zum eingeschmolzenen Draht senkrecht stehen, so neigen sich bei Erregung des Feldes die in demselben befindlichen Lichtlinsen zur Röhrenachse. Der Neigungswinkel wächst mit der Feldstärke. Bei genügender Feldstärke (über 1000 Einh.) kommen die im Felde befindlichen und zum Draht geneigten Lichtlinsen längs des Drahtes in ziemlich langsame Bewegung in der Richtung, in welcher die oberen Linsenränder geneigt sind. Nachdem sich jede Lichtlinse auf eine bestimmte Distanz verschoben hat, verschwindet sie, doch bildet sich an Stelle derselben eine neue Linse, genau an dem Ort, wo die verschwundene Linse vor ihrer Verschiebung gestanden hat. Die neue Linse kommt gleich nach ihrem Entstehen in dieselbe Bewegung, wie die verschwundene. Dieses Spiel dauert so lange, als der Induktor arbeitet und das Magnetfeld erregt ist. Wenn die Kraftlinien des Magnetfeldes zum Beobachter gerichtet sind, so neigen sich die oberen Linsenränder nach links hin. Es ist bemerkenswert, dass bei der Veränderung der Linsen im Magnetfeld gleichzeitig die dünne nebelartige Lichtaureole, von

der die Linsen umhüllt sind, noch schärfer hervortritt und die dunklen Räume zwischen den Linsen noch dunkler werden. Fig. 1 ist eine Autotypie nach einer photographischen Aufnahme der beschriebenen Erscheinung, und zeigt deutlich die Neigung der im Felde des Elektromagnets befindlichen Linsen. Fig. 2 stellt die

des Drahtes mit dem negativen Induktorpol, und bei einem Gasdruck von einigen (3—4) Millimetern der Draht von einer violettgefärbten cylinderförmigen Aureole unmittelbar umgeben; um diese violettgefärbte cylinderförmige Aureole herum liegt eine weniger helle nebelige Lichthülle, welche ihrerseits von einem etwas inten-

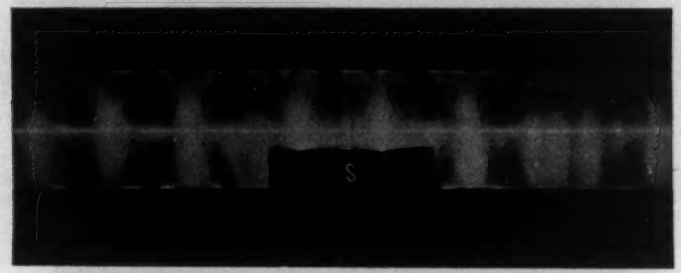


Fig. 1.

Erscheinungen dar, die bei denselben Bedingungen wie oben, aber bei geerdeten Stanniolstreifen und ohne Magnetfeld in der Röhre auftreten. Fig. 3 stellt dieselbe Erscheinung dar, jedoch bei erregtem Magnetfeld, dessen Intensität aber zu klein ist, um die Linsen in Bewegung zu setzen. Diese photographischen Aufnahmen wurden bei einer Exposition von circa 3 Minuten erhalten.

Wenn die Röhre den Elektromagnetschenkeln so gegenübergestellt wird, dass ihre Achse der die Mitten der Polflächen verbindenden Linie parallel läuft, dass also der Draht in einer Vertikalfläche zu liegen kommt, die den Kraftlinien des stärksten Feldteils parallel ist, so erleiden bei Erregung des Feldes die in demselben befindlichen Linsen keine Neigung und verbleiben senkrecht zum Draht; aber bei stärkerem Feld (mehr als 1000 Einh.) werden die Linsen von den beiden Elektromagnetenden längs des Drahtes zur Mitte des Feldes hin verschoben; hier liegen also die Linsen gedrängter als in beiden anderen Theilen der Röhre. Bei Unterbrechung des Feldes kehren die durch das Feld zusammengedrängten Linsen an ihre alten Stellen zurück.

Wie ich es schon in meiner obenerwähnten Arbeit mitgeteilt habe, erscheint bei Verbindung

siveren Leuchten umgeben ist. Die Erregung eines Magnetfeldes, dessen Linien senkrecht zur Röhrenachse, also auch zum Drahte stehen, bewirkt ein Engerwerden der violettgefärbten den Draht umgebenden Aureole, zugleich auch eine Verminderung der Dicke der dunkleren nebeligen Lichthülle, welche die Aureole umschliesst. Gleichzeitig erscheint auf den, den Schenkeln des Elektromagnets nächstgelegenen Teilen der Glaswandung ein gelblich-grünes Leuchten (Phos-

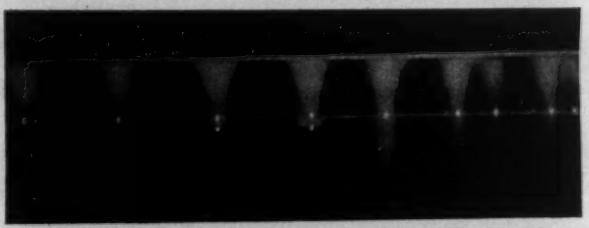


Fig. 2.

Fig. 3.

phoreszenz), das seiner Form nach vollständig der durch die Einwirkung des Feldes verengten den Draht umgebenden Aureole entspricht. Fig. 4 ist gefertigt nach einer photographischen Aufnahme der beschriebenen Erscheinung, wobei der Stanniolstreifen auf der Röhre geerdet war; auf der Figur ist leider die Phosphoreszenz nicht zu bemerken; eine photographische Aufnahme derselben wollte mir bis jetzt nicht gelingen. Die Wirkung eines zur Röhrenachse senkrechten Magnetfeldes auf die Lichterscheinungen in einer Röhre, deren Draht an den negativen Induktorpol angeschlossen, erscheint vollständig gleich bei beiden entgegengesetzten Richtungen der Kraftlinien. In diesem Falle unterliegt der Wirkung des Feldes hauptsächlich ein Teil des kathodischen den Draht umgebenden Leuchtens, welches bei Erregung des Magnetfeldes, wie es schon Hittorf [1]) beobachtet hat, die Richtung der Kraftlinien annimmt.

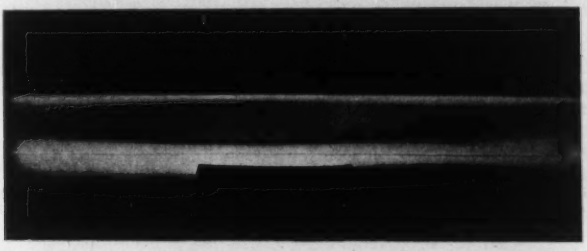


Fig. 4.

§ 3.

Bei höherem Verdünnungsgrade werden die Lichtlinsen, welche auf einem mit dem positiven Pol verbundenen Drahte erscheinen, dicker, die Zwischenräume zwischen denselben werden grösser; gleichzeitig wächst auch die Neigung der Linsen zum Drahte, wenn in der Röhre ein Magnetfeld erregt wird, dessen Kraftlinien senkrecht zur Röhrenachse stehen. Bei höherem Vakuum, wenn die Gasspannung nur kleine Bruchteile eines Millimeters beträgt, verschwinden die Lichtlinsen, und die ganze Röhre erscheint von einem einförmigen, schwach violett gefärbten nebeligen Leuchten erfüllt. Bei diesen Verhältnissen entsteht bei geerdetem Stanniolstreifen auf der Glaswandung ein demselben gegenüberliegender, die ganze Länge der Röhre einnehmender, heller gelblich-grüner leuchtender Streifen (Phosphoreszenz), dessen Breite desto grösser wird, je kleiner die Gasspannung in der Röhre ist. Auf diesem Phosphoreszenzstreifen zeichnet sich sehr deutlich der Schatten des Drahtes ab. Bei Berührung des Stanniolstreifens mit dem Finger (selbst wenn der Berührende von der Erde isoliert ist), oder mit einem Drahte, welcher zu einem Körper von merklicher Kapazität führt, verengt sich der Phosphoreszenzstreifen am dem Berührungsort gegenüberliegenden Teil. Wenn der Röhre ein Stahlmagnet genähert wird, krümmt sich der Phosphoreszenzstreifen, wobei die so entstandene Krümmung des Streifens vollständig denjenigen Richtungsänderungen entspricht, welche der Ampèreschen Regel gemäss die Kathodenstrahlen erleiden, die vom Stanniolstreifen ausgehend die Phosphoreszenz der Glaswandung hervorrufen. Interessant ist auch die Einwirkung eines hufeisenförmigen Magnets auf das Phosphoreszenzlicht, wenn der Magnet so gestellt ist, dass die Röhre zwischen seinen Polen liegt. Das Phosphoreszenzlicht wird in diesem Falle von einer Seite gewissermassen in das Magnetfeld hineingesogen, von der anderen Seite aus demselben auf einige Distanz hinausgestossen. Eine Einwirkung des Stahlmagnets auf das die ganze Röhre erfüllende violette Leuchten konnte nicht bemerkt werden. Ganz andere Erscheinungen erhält man, wenn die in der angegebenen Art leuchtende Röhre der Einwirkung eines Elektromagnets unterworfen wird, dessen Feld einige Hunderte von Einheiten beträgt (siehe unten).

Wie es schon in meiner oben citierten Mitteilung erwähnt wurde, erscheinen auf der Glaswandung einer hoch evakuierten Röhre bei Verbindung des Drahtes mit dem negativen Induktorpol ziemlich gleichmässig verteilte zum Drahte senkrechte gelblich-grüne Phosphoreszenzringe, deren Breite circa 1 cm ist. Diese Ringe verharren nicht in Ruhe, sondern schwingen längst der Röhre hin und her. Wenn man unter die Röhre parallel ihrer Achse auf einiger Distanz einen isolierten oder geerdeten Draht bringt, so vermehrt sich die Zahl der Ringe, wobei die Ringe enger werden und vollständig zur Ruhe kommen. Nähert man der Röhre einen Stahlmagnet, so bewirkt derselbe ein Neigen der Ringe zur Röhrenachse. Diese Neigung ent-

1) Hittorf, Pogg. Ann. **136**, 269, 1869.

spricht wieder vollkommen jenen Richtungsänderungen, welche nach der Ampèreschen Regel die von dem Draht ausgehenden Kathodenstrahlen unter Einwirkung eines Magnets erfahren müssen. Wenn der Stanniolstreifen geerdet wird, verschwinden die Ringe, doch leuchtet dann die ganze Wandung der Röhre in Phosphoreszenzlicht auf; dieses Phosphoreszenzlicht besitzt ein moiréartiges Muster, welches jedenfalls Unregelmässigkeiten der Drahtoberfläche zuzuschreiben ist. Ein Stahlmagnet bewirkt Änderungen im Phosphoreszenzmuster — er krümmt die Zeichnung. Ein starkes von einem Elektromagnet hervorgerufenes Feld übt vollständig anderartige Wirkungen aus. Es bewirkt (ebenso wie bei Verbindung des Drahtes mit dem positiven Induktorpol) Änderungen nicht

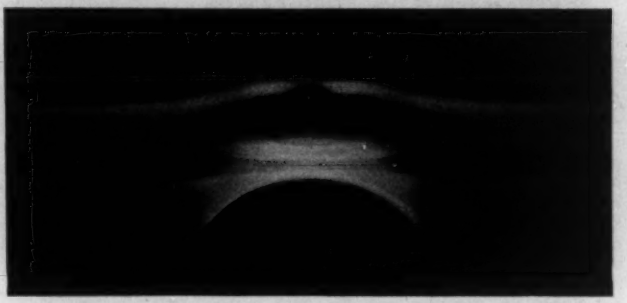


Fig. 5.

welche in der Röhre beobachtet werden, wenn die Röhrenachse senkrecht zu den Kraftlinien des Elektromagnetfeldes steht, und werde mich mit der Darlegung nur jener Erscheinungen in der Röhre begnügen, welche entstehen, wenn die Röhrenachse parallel der Feldachse gerichtet ist. In diesem Falle nimmt ein Teil des Leuchtens die Richtung der Kraftlinien an, und bei Erfüllung gewisser Bedingungen stellt das Leuchten unmittelbar den Verlauf der Kraftlinien dar, wobei Anfang und Ende der einzelnen Kraftröhren nicht an den Elektroden liegen, wie es von Hittorf und später von Pellat beobachtet

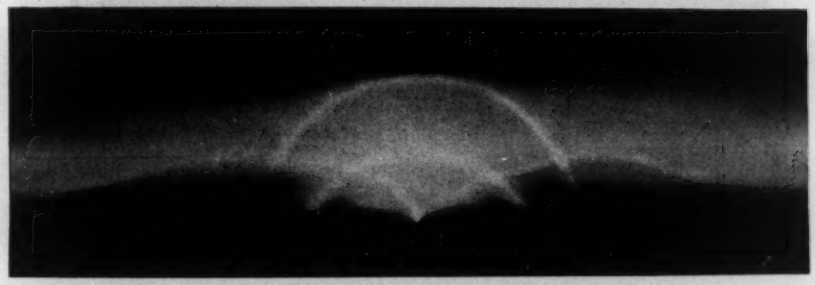


Fig. 6.

nur im Phosphoreszenzlicht, sondern auch im Leuchten des Gases in der Röhre. Einen ebenso wesentlichen (wenn auch anderartigen) Einfluss auf das Gasleuchten in der Röhre hat ein starkes Magnetfeld auch in dem Falle, wenn der Draht mit einem Induktorpol verbunden ist, aber die Verbindung der Pole mittels Funkenzweiges aufgehoben ist. In diesem Falle ist die Einwirkung des Feldes auf das Gasleuchten (wie es auch von vornherein erwartet werden konnte) vollständig gleich bei beiden entgegengesetzten Richtungen des Primärstromes im Induktor. Ich enthalte mich der Beschreibung der äusserst schönen Erscheinungen,

Fig. 7.

wurde, sondern unmittelbar auf der Glaswandung über den Polflächen des Elektromagnets.

§ 4.

a) Dem Induktor ist keine Funkenstrecke parallel geschaltet. Der Stanniolstreifen ist geerdet.

Bei Verbindung des Drahtes mit einem Induktorpol entsteht in der Röhre bei beiden Richtungen des Primärstroms im Induktor ein nebelartiges schwach violettes Leuchten, welches den auch leuchtend erscheinenden Draht umgiebt, doch von dem letzteren durch einen cylinderförmigen dunkeln Zwischenraum abgeteilt ist. Eine Phosphoreszenz der Glaswandung konnte nicht bemerkt werden. Bei Erregung eines starken Magnetfeldes mittels eines unter der Röhre befindlichen Elektromagnets (wie es in § 3 beschrieben ist) erhält das Leuchten in der Röhre an dem Ort, wo das Feld erregt wurde, die Form der Fig. 5. Diese Figur ist eine Autotypie nach einer photographischen Aufnahme (Exposition 5 Minuten) der Erscheinung. Der deutlich auf Fig. 5 sichtbare Bogen verbindet die gegenüberliegenden Ränder der Polflächen des Elektromagnets.

b) Die Induktorpole sind durch eine Funkenstrecke verbunden. Der Stanniolstreifen ist nicht geerdet.

1. Der Draht in der Röhre ist mit dem positiven Induktorpol verbunden.

Bei Erregung des Magnetfeldes eines unter der Röhre gestellten Elektromagnets erhält das Leuchten in der Röhre die Form der Fig. 6, die eine Autotypie nach einer photographischen Aufnahme der Erscheinung ist.

2. Der Draht in der Röhre ist mit dem negativen Induktorpol verbunden.

Bei Erregung des Feldes erhält das Leuchten in der Röhre die Form der Fig. 7 (nach einer Photographie). In dieser Erscheinung bietet ein besonderes Interesse die leuchtende violettfarbige Scheibe, deren Centrum auf dem Drahte genau in der Feldmitte liegt und die ein wenig zum Drahte geneigt ist. Wenn man die Richtung der Kraftlinien ändert, neigt sich die Scheibe zur anderen Seite. Die photographische Aufnahme giebt leider nicht die bei dieser Anordnung auftretende Phosphoreszenz eines Teiles der Glaswandung wieder. Auf der unteren Röhrenwandung unmittelbar über den Enden der Elektromagnetschenkel und auf der oberen Röhrenwandung über dem ganzen Felde bilden sich nämlich gelblich-grüne Streifen, die parallel dem Drahte verlaufen. Wenn die Kraftlinien von links nach rechts verlaufen, entsteht ausserdem auf der vorderen, also dem Beobachter zugewandten Röhrenwandung ein gelblich-grüner Fleck genau gegenüber der oben erwähnten Scheibe. Die Mitte dieses Fleckes phosphoresziert viel heller in Form eines Kreisbogenteils. Vom Fleck ausgehend ziehen sich nach beiden Magnetschenkeln bogenartige gelblich-grüne Zweige. Bei Änderung der Stromrichtung im Elektromagnet geht die beschriebene Phosphoreszenzerscheinung auf die hintere Röhrenwandung über. Die oben geschilderten schwankenden Phosphoreszenzringe auf der Röhrenwandung erscheinen bei den angegebenen Bedingungen nur in den Teilen der Röhre, welche ausser dem Bereiche des Magnetfeldes liegen.

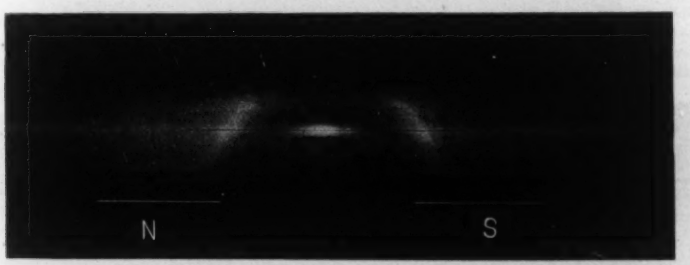


Fig. 8.

c) Dem Induktor ist eine Funkenstrecke parallel geschaltet. Der Stanniolstreifen ist geerdet.

1. Der Draht in der Röhre ist mit dem positiven Induktorpol verbunden.

Bei Erregung eines von links nach rechts gerichteten Magnetfeldes erhält das Leuchten in der Röhre das Aussehen der Fig. 8. Die Originalphotographie giebt die Phosphoreszenzerscheinungen nicht wieder; darum wurden die phosphoreszierenden Teile der Glaswandung auf der Photographie mit Farbe gedeckt, und von dem so erhaltenen Original wurde die Autotypie gefertigt.

2. Der Draht in der Röhre ist mit dem negativen Induktorpol verbunden.

Bei Erregung eines von links nach rechts

gerichteten Magnetfeldes erhält das Leuchten in der Röhre das Aussehen der Fig. 9. An den Orten, wo das Feld erregt worden ist, verschwindet das Phosphoreszenzmuster der Glaswandung; es bleibt nur ein Phosphoreszenzfleck gegenüber der im Feldcentrum erscheinenden Scheibe und ausserdem Phosphoreszenzstreifen auf der unteren Glaswandung — über den Magnetschenkeln, auf der oberen — über dem ganzen Felde. Wenn der Fleck auf der vorderen Röhrenwandung erscheint, so bildet sich auf der hinteren eine scharfe elliptische Grenze zwischen dem phosphoreszierenden und nichtphosphoreszierenden Teile der Wandung. Bei geänderter Richtung des Magnetfeldes geht der mittlere Phosphoreszenzfleck auf die hintere Röhrenwandung über, und die oben erwähnte scharfe Phosphoreszenzgrenze erscheint auf der vorderen Wandung.

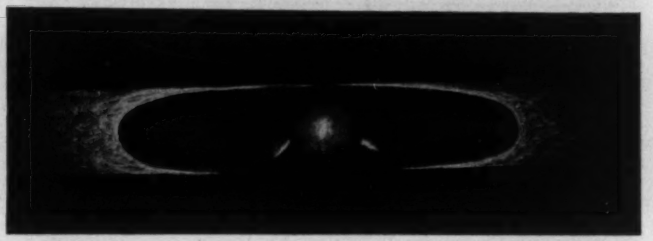


Fig. 9.

annehmen. Leider wollte es mir nicht gelingen, eine Photographie dieser Erscheinung zu erhalten. Auf Fig. 10 sind nur Spuren dieser fächerartig sich ausbreitenden Strahlen sichtbar. Diese ausserordentlich schöne Lichterscheinung giebt eine vollkommene Abbildung des Verlaufs der Magnetkraftlinien im Felde. Um diese Erscheinung zu erhalten, muss der Unterbrecher (nach Deprez) des Funkeninduktors besonders einreguliert werden — er muss einen schnarrenden Ton geben.

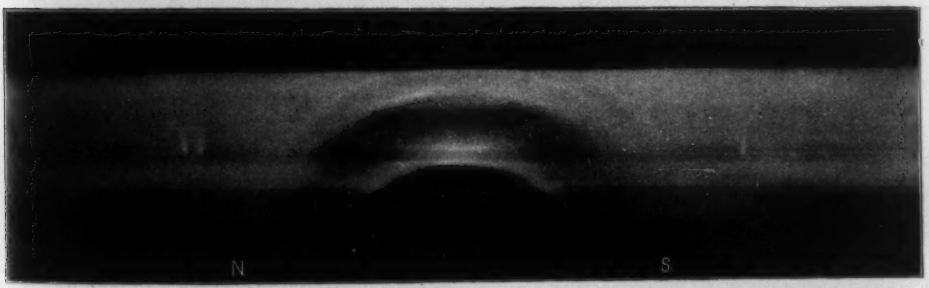


Fig. 10.

d) Dem Induktor ist eine sehr kurze Funkenstrecke parallel geschaltet. Der Stanniolstreifen ist geerdet. Die Platten des zwischen dem Drahte und dem Induktorpol eingeschalteten Kondensators sind bis zur Berührung genähert. Der Draht ist mit dem negativen Induktorpol verbunden.

Bei Erregung des Feldes erhält das Leuchten das Aussehen der Fig. 10. Ausserdem entsteht in der Röhre eine merkwürdige hell rosafarbige Lichterscheinung aus ununterbrochen aufleuchtenden Strahlen bestehend, welche aus den über den Magnetschenkeln liegenden Teilen der Glaswandung ausgesandt zu werden scheinen und die Form der Kraftlinien des Feldes

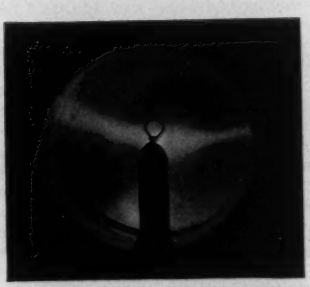


Fig. 11.

Zum Schluss bringe ich die Kopie (Fig. 11) einer längs der Röhrenachse aufgenommenen Photographie, wobei die Röhre über einem Elektromagnet senkrecht zur Mittellinie seines Feldes gelagert wurde. Dem Induktor war dabei keine Funkenstrecke parallel geschaltet, der Stanniolstreifen war aber geerdet. Die angewandte Röhre war cylindrisch und an beiden Enden mit mittels Siegellack angekitteten Spiegelglasplatten verdeckt. Der Draht war längs der Röhrenachse zwischen zwei in die Röhrenwandung eingeschmolzenen Glasröhrchen gezogen; die Enden des in diese Röhren eingeschmolzenen Drahtes ragten aus den Rohrenden heraus. Fig. 11 zeigt deutlich das Leuchten, welches aus dem Draht ausgesandt wird und längs der Kraftlinien des Feldes zu den Magnetschenkeln strömt.

Physik. Institut der Universität St. Petersburg.

(Eingegangen 22. Mai 1902.)

Über Fluoreszenzerregung der Kanalstrahlen an Metalloxyden.

Von W. Wien.

Die Fluoreszenzerregung der Kanalstrahlen hängt, wie ich nachgewiesen habe[1]), beim Auftreffen auf gewöhnliches Röhrenglas von dem Gase ab, das die Entladung vermittelt. Dabei hat sich gezeigt, dass die Kanalstrahlen sehr verschieden elektrostatisch und magnetisch ablenkbar sind, und dass die ablenkbaren unter Umständen andere Fluoreszenzwirkung haben, als die weniger ablenkbaren.

Bei diesen Beobachtungen fiel es mir auf, dass die Kanalstrahlen auch manchmal auf Aluminium bräunliche Fluoreszenz erregten. Als ich ein Aluminiumscheibchen, das diese Erscheinung zeigte, blank polierte, war die Fluoreszenzwirkung verschwunden. Ich hielt es für wahrscheinlich, dass eine oberflächliche Oxydation die wesentliche Ursache sein könnte. Dies hat zu folgenden Versuchen geführt. Aluminium wurde im Knallgasgebläse verbrannt und das entstandene Oxyd mit Kanalstrahlen bestrahlt. Es zeigte sehr lebhafte Fluoreszenz, merkwürdigerweise an verschiedenen Stellen in verschiedenen Farben. Das meiste braun, andere Teile grün, noch andere blau, ohne dass man eine Verschiedenheit hätte auf andere Weise wahrnehmen können. Durch Verbrennen von Magnesium entstandenes Magnesiumoxyd zeigte ausserordentlich lebhafte rote Fluoreszenz, die überall gleich war, in derselben Weise erzeugtes Kadmiumoxyd weit geringere grünliche Fluoreszenz. Ganz besonders intensiv und die an Röhrenglas durch Kathodenstrahlen hervorgerufene Lichtwirkung noch übertreffend, fluoreszierte in grüner Farbe Zinkoxyd, das ich der Freundlichkeit des Herrn Prof. Tafel verdanke, der es durch Verbrennen von ganz reinem Zink erhielt. Kupferoxyd und Eisenoxyd zeigten keine Fluoreszenz. Eine Verschiedenheit der Fluoreszenz bei Anwendung von Wasserstoff oder Sauerstofffüllung, die bei der am Glase erregten Fluoreszenz sehr auffallend ist, habe ich nicht bemerkt.

Durch Kathodenstrahlen ergaben sich bei einigen Oxyden ähnliche Wirkungen. Doch wurde bei den Beobachtungen mit Kanalstrahlen dafür gesorgt, dass keine Kathodenstrahlen sich unter die Kanalstrahlen mischten. Zinkoxyd fluoreszierte durch Kathodenstrahlen ebenfalls grün, dagegen Aluminiumoxyd lebhaft blau.

An allen Oxyden, bei denen die Fluoreszenzwirkung auftrat, zeigte sich die gemeinschaftliche Erscheinung, dass die Leuchterscheinung sehr schnell nachliess, wobei eine Entwicklung von Sauerstoff eintrat, die das Vakuum schnell verschlechterte. Wurde dann das Vakuum auf den früheren Grad gebracht, so war die Fluoreszenz nicht mehr so kräftig wie anfangs. Wurden aber durch elektrostatische Ablenkung die Kanalstrahlen auf bisher nicht bestrahlte Teile gebracht oder durch Schütteln frisches Oxyd an die Oberfläche befördert, so leuchtete der getroffene Teil wieder hell auf, um bei erneuter Sauerstoffentwicklung wieder schnell nachzulassen.

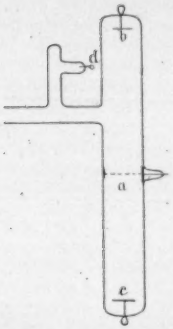
Eine bleibende Veränderung erfuhr nur das Zinkoxyd, das gelblich wurde und diese Farbe beibehielt, auch als es tagelang an freier Luft lag.

Als die Oxyde derselben Metalle, als chemisch rein von Kahlbaum in Berlin bezogen und wahrscheinlich auf nassem Wege dargestellt, in die Röhre gebracht wurden, zeigte sich keine Spur von Fluoreszenz. Es ist daher wahrscheinlich, dass nicht die gewöhnlichen Oxyde als solche unter dem Einfluss von Kanalstrahlen fluoreszieren, sondern möglicherweise höhere Oxyde, die sich bei der Verbrennung bilden und unter der Bestrahlung bei Abgabe von Sauerstoff in niedere Oxyde verwandeln.

Genauere Aufklärung kann nur durch eine eingehende chemische Untersuchung gebracht werden.

Die bräunliche Fluoreszenz des Aluminiumoxyds zeigen auch oxydierte Kathoden, wo sie von den auf sie zugehenden Kanalstrahlen getroffen worden. In eine Röhre (Fig.) mit durchlöcherter Aluminiumelektrode *a* und seitlich angebrachter Elektrode *d* waren gegenüber der Elektrode *a* zwei Aluminiumscheiben *b*, *c* eingeschmolzen, von denen *c* in der Knallgasflamme kräftig oxydiert war. Wurde nun *a*

1) Ann. d. Phys. **8**, 244, 1902.



zur Erde abgeleitet und mit der Kathode eines Induktionsapparats verbunden, während *d* Anode war, so erregten die nach *c* hin austretenden Kanalstrahlen auf der Oxydschicht braune, an einzelnen Stellen blaue Fluoreszenz. War dagegen *b* Kathode, so erregten die auf *c* fallenden Kathodenstrahlen dort blaue Fluoreszenz, die durch Annäherung eines Magneten aufgehoben wurde, während die von den Kanalstrahlen hervorgerufene dadurch nicht beeinflussbar war. War *c* Kathode, so trat die braune Fluoreszenz nur in der Mitte der Scheibe auf, an der Stelle, wo die Kathodenstrahlen scheinbar ihren Ausgangspunkt haben, was an der Fluoreszenz des Gases leicht zu beobachten ist. Allmählich fluoreszierte auch die Elektrode *b*, wenn sie Kathode war, in der Mitte bräunlich, offenbar, weil auch sie sich mit einer Oxydschicht überzogen hatte. Dagegen fluoreszierten weder *b* noch *c* in brauner Farbe, wenn sie von Kathodenstrahlen getroffen wurden, sondern *b* überhaupt nicht und *c* nur in blauer Farbe.

Würzburg, physikalisches Institut, Mai 1902.

(Eingegangen 3. Juni 1902.)

Über den Zeemaneffekt der Serienlinien.

Von C. Runge.[1])

Gemeinsam mit Prof. Paschen habe ich eine Untersuchung darüber unternommen, wie die Zerlegungen der Spektrallinien im magnetischen Felde mit ihrer Verteilung in Serien zusammenhängen. Schon Thomas Preston hat diesen Zusammenhang ausgesprochen; aber es ist nicht bekannt geworden, mit welcher Genauigkeit und in welchem Umfang er die Sache untersucht hat.

1) Vortrag gehalten in der physikalischen Gesellschaft der Universität Göttingen.

Das erste, was einem bei der magnetischen Zerlegung der Serienlinien auffällt, ist, dass sie im allgemeinen nicht den einfachen Typus des normalen Triplets zeigen, sondern dass sie eine grössere Zahl von Komponenten besitzen. Damit soll aber keineswegs gesagt sein, dass alle Linien, die nicht zu den Serien gehören, in normale Triplets zerlegt werden. Die zu derselben Serie gehörenden Linien werden im magnetischen Felde in derselben Weise zerlegt und zwar so, dass sie in der Skala der Schwingungsdifferenzen gezeichnet dasselbe Bild geben. Es sind gleichviel Komponenten und sie liegen in den gleichen Abständen voneinander. Dies Gesetz ist von Paschen und mir zunächst für das Quecksilberspektrum mit Genauigkeit konstatiert worden. Wir haben es im Spektrum des Quecksilbers mit zwei Tripletserien, im ganzen also mit sechs Serien zu thun, drei, welche die erste, und drei, welche die zweite Tripletserie bilden. Die erste Tripletserie besteht aus sogenannten zusammengesetzten Triplets, deren Hauptlinien noch von Satelliten begleitet sind. Die sechs Serien zeigen sechs verschiedene Typen und dazu kommen noch die Typen der Satelliten, die ebenfalls von den anderen verschieden sind. Jede Serie aber hat nur einen Typus. Wir konnten bei jeder Serie mindestens zwei, bei mehreren drei Linien erkennen und die Gleichheit ihrer Zerlegung bestätigen.

Das zweite Gesetz besteht darin, dass einander entsprechende Serien verschiedener Elemente denselben Typus zeigen und zwar wieder so, dass die Komponenten in der Skala der Schwingungszahlen gezeichnet, bei der gleichen Feldstärke dasselbe Bild geben, sowohl was die Zahl der Komponenten, wie was ihre Abstände betrifft. Wir haben dies Gesetz zunächst an der zweiten Tripletserie bei *Mg*, *Sr*, *Zn*, *Cd*, *Hg* geprüft und durchaus bestätigt gefunden.

Auch die Dubletserien haben wir versucht, zu untersuchen; mussten uns aber auf *Cu*, *Ag*, *Al*, *Tl* beschränken. Von den Alkalien konnten wir nur Natrium und hier auch nur die beiden *D*-Linien erhalten. Die anderen Linien waren zu unscharf, um ihre Zerlegung deutlich zu erkennen. Es zeigte sich auch bei den Dubletserien, dass die Linien derselben Serie im magnetischen Felde in der gleichen Weise zerlegt werden und dass die Typen entsprechender Serien die gleichen sind, obwohl wir es hier keineswegs mit chemisch nahe verwandten Elementen zu thun haben. So fanden wir, dass die beiden Dublets der Hauptserie, die bei Kupfer und Silber beobachtet worden sind, genau dieselben Zerlegungen zeigen, wie die beiden *D*-Linien. Genau dieselben Zerlegungen zeigen auch die Linien der zweiten Nebenserie, aber in umgekehrter Reihenfolge, so dass hier die

kleinere Wellenlänge des Linienpaares den Typus von D_1, die grössere den Typus von D_2 zeigt. Diese Umkehrung der Reihenfolge ist in Übereinstimmung mit dem von Rydberg entdeckten Zusammenhange der Hauptserie und der zweiten Nebenserie. Danach entsprechen sich die Paare in umgekehrter Reihenfolge. Bisher konnte man die Richtigkeit dieser Zuordnung aber nur durch die Intensität der Linien bestätigt finden. In der magnetischen Zerlegung haben wir eine weit überzeugendere Bestätigung von der Richtigkeit der Rydbergschen Entdeckung. Denn die Typen der beiden *D*-Linien sind vollständig voneinander verschieden.

Die erste Nebenserie weicht im Typus von der Hauptserie und der zweiten Nebenserie ab; aber für die verschiedenen Elemente *Cu*, *Ag*, *Al*, *Tl* ist wieder die Zerlegung der ersten Nebenserie die gleiche.

Die Typen dieser drei Dubletserien werden nun auch noch bei einer Anzahl von Paaren im Spektrum von *Mg*, *Ca*, *Sr*, *Ba* beobachtet, von denen man bisher nicht nachweisen konnte, dass sie Serienlinien sind. Nach dieser Beobachtung sind also z. B. die beiden *Ca*-Linien *H* und *K* genau den beiden *D*-Linien entsprechend. Dieselben beiden Typen, nur in umgekehrter Folge, zeigen die beiden *Ca*-Linien 3737,1 und 3706,2. Sie sind daher als ein Glied der zweiten Nebenserie aufzufassen. Den Typus der ersten Nebenserie endlich zeigt das Paar 3179,4 und 3159,0 mit dem Satelliten bei 3181,4. Man hatte bisher wohl bemerkt, dass diese drei Paare Schwingungszahlen von gleicher Differenz besitzen, und man vermutete daher wohl, dass sie Serien angehörten; aber man konnte nicht angeben, welcher Art diese Serien seien.

Die bei der Hauptserie der Dublets und der zweiten Nebenserie der Dublets und Triplets beobachteten Typen zeigen einen merkwürdigen Zusammenhang untereinander. Die drei Typen der Tripletserie sind die folgenden:

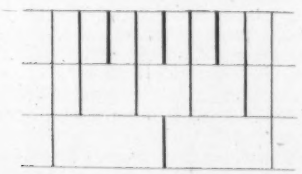


Fig. 1.

Die Abstände der Komponenten von der Mitte sind in der Skala der Schwingungszahlen Vielfache derselben Grösse. Wenn man die Mitte der Linie als Nullpunkt rechnet, so haben die Komponenten des ersten Typus die Abscissen $-4, -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3, +4$, vorausgesetzt, dass man den Abstand zweier benachbarten Komponenten als Längeneinheit nimmt. Für die zweite Linie des Triplets haben dann die Komponenten die Abscissen $-4, -3, -1, +1, +3, +4$ und für die dritte Linie: $-4, 0, +4$. Es besteht also eine Art Gesetz der multiplen Proportionen. Eine einzige Konstante drückt die Zerlegung der drei Linien aus.

Dasselbe gilt von den Typen der beiden Dubletserien. Sie geben das folgende Bild:

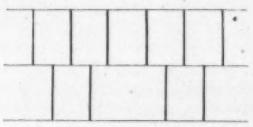


Fig. 2.

Der Typus von NaD_2 besteht aus sechs äquidistanten Komponenten. Macht man die Hälfte des Abstandes benachbarter Komponenten zur Einheit, so sind die Abscissen von der Mitte aus gerechnet: $-5, -3, -1, +1, +3, +5$. Für den Typus NaD_1 haben die Komponenten die Abscissen $-4, -2, +2, +4$. Wieder sind die sämtlichen Abstände durch eine einzige Konstante ausgedrückt.

Bezeichnet u die Konstante, deren Vielfache die Abstände der Komponenten der Tripletserien ausdrückt und v die Konstante, deren Vielfache die Abstände der Komponenten der Dubletserien ausdrückt, so zeigt sich, dass

$$3v = 2u.$$

Diese Beziehung ist mit beträchtlicher Genauigkeit nachgewiesen. So finden wir z. B. bei einer gleichzeitigen Aufnahme von *Zn* und *Al*

$u = 0{,}7276$ (mittlerer Fehler 0,0015),

$v = 0{,}4809$ (mittlerer Fehler 0,0028).

Als Schwingungszahl ist dabei die Zahl der Schwingungen gerechnet, die das Licht ausführt, während es einen Weg von einem Centimeter zurücklegt.

(Eingegangen 6. Juni 1902.)

Über die Grenzen der graphischen Behandlung der Wechselstromprobleme.

Von J. Teichmüller.

Die bei der Darstellung von Wechselstromgrössen benutzten Vektoren sind rotierende Vektoren von der Eigenschaft, dass ihre Längen die Amplituden, ihre Projektionen auf eine feststehende Grade die Momentanwerte der be-

treffenden Grösse darstellen; sie rotieren mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um einen Endpunkt. Solche Vektoren stellen die Grössen sinusförmiger Wechselströme dar. Häufig stellt man sich unter ihnen nicht die Amplituden, sondern die sogenannten effektiven Mittelwerte vor; dann hat man es natürlich streng genommen nicht mehr mit rotierenden Vektoren zu thun. Die Darstellung der Effektivwerte durch Vektoren ist aber doch gerechtfertigt, nicht nur, weil man durch Multiplikation mit einer Konstanten oder durch Veränderung des Massstabes ohne weiteres auf die rotierenden Vektoren der Amplituden übergehen kann, sondern besonders deshalb, weil die Effektivwerte (was sich leicht nachweisen lässt) sich nach dem Gesetze der Vektoraddition zusammensetzen.

Anders verhält es sich mit einem anderen Schritte, den man zu thun pflegt, nämlich mit der Darstellung von Wechselströmen beliebiger Kurvenform durch Vektoren. — Unter Vektoren beliebiger Kurvenform sind natürlich nur Effektivwerte zu verstehen. Ob die für Sinusform abgeleiteten Gesetze der Vektorenbehandlung auch für beliebige Kurvenformen gültig sind, muss zunächst für die an einer Impedanz auftretenden Grössen nachgewiesen werden; d. h. es ist zu untersuchen, ob die Zusammenstellung der Wechselstromgrössen zu Dreiecken (wie wir sie bei sinusförmigem Wechselstrom kennen) auch für beliebigen Wechselstrom richtig ist. Danach ist zu untersuchen, ob das Gesetz von der Addition der Vektoren auch für mehrere Impedanzen in Reihenschaltung oder Parallelschaltung für beliebige Kurvenform gilt, und schliesslich wird die Frage entstehen, ob das Vorhandensein von Eisen besondere Untersuchungen erfordert.

Der Nachweis, dass das Gesetz allgemein nicht gelten kann, ist schon im Jahre 1898 [1]) von G. Roessler erbracht worden. Ich möchte in der folgenden Abhandlung versuchen, durch eine allgemeinere Betrachtung einen Beitrag zur weiteren Klärung der wichtigen Frage zu liefern.

I.

Die Dreiecke der Wechselstromgrössen bei beliebiger Kurvenform für eine Impedanz.

Ist nur eine Impedanz vorhanden, so vereinfacht sich die Aufgabe zu der Frage, ob sich die einzelnen Wechselstromgrössen zu rechtwinkligen Dreiecken zusammensetzen lassen, in denen der Cosinus des einen Winkels den Leistungsfaktor darstellt.

1) Elektrotechn. Zeitschrift 1898, S. 595, vergl. auch Elektrotechn. Zeitschrift 1895, S. 681.

Der Effektivwert der Spannung und des Stromes stellt sich bekanntlich dar als

$$E = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\Sigma_\nu E_\nu^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

und

$$J = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\Sigma_\nu \mathfrak{J}_\nu^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

während der mittlere Effekt sich ergiebt zu:

$$\mathfrak{E} = \tfrac{1}{2} \Sigma_\nu E_\nu \mathfrak{J}_\nu \cos \varphi_\nu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Hierin bedeuten die E_ν und $\mathfrak{J}_\nu$ die Amplituden der einzelnen n Wellen der Fourierschen Reihe, φ_ν die Phasenverschiebungen zwischen je einer Stromwelle und der zugehörigen Spannungswelle derart, dass

$$tg\, \varphi_\nu = \frac{L \nu \omega - \frac{1}{C \nu \omega}}{R} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Der Quotient aus dem mittleren Effekte und der scheinbaren Leistung in Voltampère ist nach Definition der Leistungsfaktor, für den das Symbol $\cos \varphi$ üblich ist, und es frägt sich nur, ob dieser Quotient also

$$\cos \varphi = \frac{\Sigma_\nu E_\nu \mathfrak{J}_\nu \cos \varphi_\nu}{\sqrt{\Sigma_\nu E_\nu^2 \cdot \Sigma \mathfrak{J}_\nu^2}} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

die charakteristischen Eigenschaften eines Cosinus besitzt, nämlich seinem Betrage nach nur zwischen 0 und 1 variieren kann. Wird dies bejaht, so ist bewiesen, dass die Zusammenstellung der Wechselstromgrössen bei einer Impedanz auch bei beliebigen Kurvenformen der Spannung immer möglich ist.

Dieser Beweis lässt sich auf einfache Weise folgendermassen führen: Quadriert man den Leistungsfaktor, so gilt für das Quadrat dieselbe Bedingung, dass es nur zwischen 0 und 1 schwanken darf. Dieses Quadrat lässt sich schreiben

$$\cos^2 \varphi = \frac{\Sigma_\nu E_\nu^2 \mathfrak{J}_\nu^2 \cos^2 \varphi_\nu + 2 \sum_{\lambda > \varkappa}^{n} E_\varkappa E_\lambda \mathfrak{J}_\varkappa \mathfrak{J}_\lambda \cos \varphi_\varkappa \cos \varphi_\lambda}{\Sigma_\nu E^2 \mathfrak{J}_\nu^2 + \sum_{\lambda > \varkappa}^{n} (E_\varkappa^2 \mathfrak{J}_\lambda^2 + E_\lambda^2 \mathfrak{J}_\varkappa^2)} \quad . \quad (6)$$

Die zweite Summe im Zähler sowohl als im Nenner ist so zu bilden, dass sowohl $\varkappa$ als λ von 1 bis n zu ändern ist, dass aber stets $\varkappa$ von λ verschieden sein soll. Die untere Grenze von $\cos^2 \varphi$ ist nun offenbar gleich Null, und sie wird erreicht, wenn sämtliche φ gleich $\pi/2$ sind, also wenn der Widerstand unendlich klein gegenüber der Reaktanz jeder der einzelnen Wellen wird. Um die obere Grenze festzustellen, beachte man zunächst, dass der grösste Wert der $\cos \varphi_\nu$ oder $\cos \varphi_\varkappa$ und $\cos \varphi_\lambda$ gleich 1 ist. Lassen wir die Cosinus diesen Wert annehmen, so sind die ersten Summanden im Zähler und Nenner gleich, und es bleiben nur noch die zweiten miteinander zu ver-

gleichen. Je einem Gliede des Zählers von der Form $2ab$ lässt sich nun ein Glied des Nenners von der Form $a^2 + b^2$ zuordnen, und es ist bekannt, dass bei Veränderung von a und b stets

$$2ab \leq a^2 + b^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

ist. Gleichheit wird erreicht für $a = b$, also für

$$E_a \cdot \mathfrak{J}_b = E_b \cdot \mathfrak{J}_a \text{ oder } E_a : \mathfrak{J}_a = E_b : \mathfrak{J}_b \,. \quad (8)$$

d. h. wenn die Impedanzen aller einzelnen Wellen einander gleich sind. Das kann aber nur der Fall sein, wenn die Impedanzen nur aus Widerständen, dem Widerstande R des Stromkreises, bestehen. Dann ist aber auch die erste Bedingung erfüllt, nämlich, dass sämtliche $\cos\varphi_r$ (oder $\cos\varphi_a$ und $\cos\varphi_b$) = 1 sind. Die Kurve des Stromes fällt dann mit der Kurve der Spannung bei passend gewähltem Massstabe zusammen. Es ist hiermit mathematisch bewiesen, dass

1. der Leistungsfaktor zwischen 0 und 1 variieren kann,

2. dass er den Wert 0 erreicht, wenn der Widerstand verschwindend klein gegenüber den Reaktanzen ist,

3. dass er den maximalen Wert 1 erreicht, wenn die Widerstände induktions- und kapazitätsfrei sind. Der Leistungsfaktor besitzt also nicht nur allgemein die Eigenschaft eines Cosinus, sondern es werden sogar die Grenzen 0 und 1 unter denselben Bedingungen erreicht, wie bei sinusförmigen Strömen.

Es sind nunmehr 3 Grössen (also genügend viele) zur Konstruktion eines rechtwinkligen Dreieckes, des Dreieckes der Effekte, gegeben, nämlich als Hypotenuse der scheinbare Effekt in Voltampère, als eine Kathete der wahre Effekt in Watt, und der eingeschlossene Winkel φ des Leistungsfaktors. Die andere Kathete, die ebenfalls in Voltampère gemessen werden kann, stellt keinen Effekt dar. Durch Division der Längen durch J oder passende Veränderung des Massstabes erhält man das Dreieck der Spannungen und durch nochmalige Division mit J das Dreieck der Widerstände, in dem die eine Kathete im eisenfreien Stromkreise den Ohmschen Widerstand, die Hypotenuse, die als Quotient von E und J definierte Impedanz, die als resultierende Impedanz bezeichnet werden kann, und die andere Kathete schliesslich eine resultierende Reaktanz darstellt. In Analogie hierzu kann φ als die resultierende Phasenverschiebung bezeichnet werden.

II.

Die Addition der Vektoren bei beliebiger Kurvenform für mehrere Impedanzen in Reihenschaltung.

Fasst man die Seiten des oben beschriebenen Spannungsdreieckes gerade so als Vektoren auf, wie die Seiten des entsprechenden Dreieckes der Effektivwerte bei sinusförmigen Spannungen, so entsteht die Frage, ob die graphische Addition zweier effektiver Spannungen E_a und E_b bei beliebigen Kurvenformen, die an den Klemmen zweier hintereinander geschalteter Impedanzen herrschen, sich zur Gesamtspannung E_0 gerade so durch graphische Addition zusammensetzen, wie bei sinusförmigen Spannungen. Ist die Frage für 2 Impedanzen entschieden, so ist sie nach dem Assoziationsgesetz der Addition auch für beliebig viele entschieden. Selbstverständlich muss auch die Subtraktion unter denselben Bedingungen gültig oder ungültig sein wie die Addition.

Die Antwort auf die Frage erhalten wir durch folgende, etwas umständliche Betrachtung:

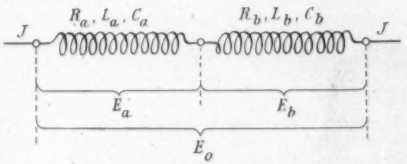


Fig. 1.

Die Werte der einen Impedanz sollen Fig. 1 gemäss mit dem Index a, die der anderen mit dem Index b versehen werden, während die Summenwerte den Index 0 tragen sollen.

Es steht zunächst aus der Definition dieser Grössen fest, dass der mittlere Gesamteffekt gleich der Summe der mittleren Einzeleffekte, nämlich

$$\mathfrak{E}_0 = \mathfrak{E}_a + \mathfrak{E}_b \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

ist. Da aber der Strom in beiden Impedanzen derselbe ist, so gilt nach der Definition der Leistungsfaktoren:

$$E_0 \cos\varphi_0 = E_a \cos\varphi_a + E_b \cos\varphi_b \,. \quad (10)$$

Es steht nach Früherem fest, dass die Leistungsfaktoren thatsächlich als Cosinus von Winkeln aufgefasst werden können. Die Gleichung (10) sagt aus, dass die Summe der Cosinusprojektionen der Einzelspannungen gleich der Cosinusprojektion der Gesamtspannung ist. Zeichnet man also in Fig. 2 die Dreiecke der Spannungen für die einzelnen Impedanzen so, dass die Nutzspannungen in dieselbe Richtung fallen, so muss nach Gleichung (10) der Endpunkt der Gesamtspannung E_0 auf der Senkrechten durch A_0 liegen, wobei $OA_0 = OA_a + OA_b$ ist. Das Gesetz der Vektoraddition gilt, wenn auch die Summe der Sinusprojektionen der Einzelspannungen gleich der Sinusprojektion der Gesamtspannung ist. Es ist also zu untersuchen, ob und unter welchen Bedingungen

$$\text{(I)} \qquad E_0 \sin\varphi_0 = E_a \sin\varphi_a + E_b \sin\varphi_b$$

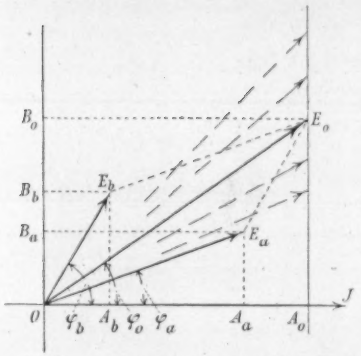


Fig. 2.

ist. Bei der Untersuchung dieser Frage ist streng darauf zu achten, dass die *sin φ* nur durch die Grössen ausgedrückt werden dürfen, durch die der Leistungsfaktor gemessen ist. Es ist also in die Bedingungsgleichung (I) einzusetzen:

$$\sin\varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{\mathfrak{E}}{EJ}\right)^2}.$$

Hierdurch wird Gleichung (I) nach Quadrierung beider Seiten zu:

$$\text{II)}\quad E_0^2J^2 = E_a^2J^2 + E_b^2J^2 + \mathfrak{E}_0^2 - \mathfrak{E}_a^2 - \mathfrak{E}_b^2 + 2\sqrt{(E_a^2J^2 - \mathfrak{E}_a^2)(E_b^2J^2 - \mathfrak{E}_b^2)}.$$

Die hierin vorkommenden Effektivwerte der Ströme und Spannungen lassen sich durch die Amplituden der Einzelwellen nach Gleichung (1) und (2) ausdrücken. Stellt man die Spannungen E_r als Funktionen von Strom und Impedanz dar, wobei bei den Wellen der Gesamtspannungen E_{0r} die von Bedell und Crehore so genannte äquivalente Impedanz der Hintereinanderschaltung einzuführen ist, so erhält man folgende Ausdrücke:

$$\text{(11a)}\quad E_a^2 = \tfrac{1}{2}\Sigma_r\left[\mathfrak{J}_r^2\left\{R_a^2 + \left(L_a r\omega - \frac{1}{C_a r\omega}\right)^2\right\}\right]$$

$$\text{(11b)}\quad E_b^2 = \tfrac{1}{2}\Sigma_r\left[\mathfrak{J}_r^2\left\{R_b^2 + \left(L_b r\omega - \frac{1}{C_b r\omega}\right)^2\right\}\right]$$

$$\text{(11c)}\quad E_0^2 = \tfrac{1}{2}\Sigma_r\left[\mathfrak{J}_r^2\left\{(R_a + R_b)^2 + \left(L_a r\omega - \frac{1}{C_a r\omega} + L_b r\omega - \frac{1}{C_b r\omega}\right)^2\right\}\right].$$

Hierzu tritt

$$\text{(12)}\quad \ldots\ldots\quad J^2 = \tfrac{1}{2}\Sigma_r\mathfrak{J}_r^2$$

In den künftigen Rechnungen soll solange als möglich gesetzt werden

$$f_{ar} = L_a r\omega - \frac{1}{C_a r\omega}$$

und

$$f_{br} = L_b r\omega - \frac{1}{C_b r\omega}.$$

Bildet man die in der Bedingungsgleichung (II) vorkommenden Produkte, so erhält man

$$E_0^2J^2 = J^4\cdot(R_a^2 + R_b^2 + 2R_aR_b) + \tfrac{1}{2}J^2\cdot\Sigma_r[\mathfrak{J}_r^2(f_{ar}^2 + f_{br}^2 + 2f_{ar}\cdot f_{br})].$$

ferner

$$E_a^2J^2 = J^4R_a^2 + \tfrac{1}{2}J^2\cdot\Sigma_r\mathfrak{J}_r^2f_{ar}^2$$

$$E_b^2J^2 = J^4R_b^2 + \tfrac{1}{2}J^2\cdot\Sigma_r\mathfrak{J}_r^2f_{br}^2.$$

Durch Einsetzung dieser Werte in Gleichung (II) ergiebt sich nach einigen Umrechnungen

$$\tfrac{1}{2}J^2\cdot[\Sigma_r\mathfrak{J}_r^2(f_{ar}+f_{br})^2 - \Sigma_r\mathfrak{J}_r^2(f_{ar}^2) - \Sigma_r\mathfrak{J}_r^2(f_{br}^2)] = \sqrt{J^4\cdot\Sigma_r\mathfrak{J}_r^2f_{ar}^2\cdot\Sigma_r\mathfrak{J}_r^2f_{br}^2}$$

Durch Ausrechnung der linken Seite und Quadrierung ergiebt sich nunmehr als Bedingungsgleichung

$$\text{(III)}\quad [\Sigma\cdot\mathfrak{J}_rf_{ar}f_{br}]^2 = \Sigma_r\mathfrak{J}_r^2f_{ar}^2\cdot\Sigma_r\mathfrak{J}_r^2f_{br}^2$$

In dieser Gleichung stehen auf beiden Seiten zunächst Quadrate von der Form

$$\mathfrak{J}_r^4f_{ar}^2f_{br}^2$$

Diese Glieder heben sich also heraus; alle übrigen Glieder lassen sich so zusammenfassen, dass Gleichung (III) übergeht in

$$\text{(IV)}\quad \sum_{\lambda>\varkappa}^{n}\mathfrak{J}_\varkappa^2\mathfrak{J}_\lambda^2\cdot(f_{a\varkappa}f_{b\lambda} - f_{a\lambda}f_{b\varkappa})^2 = 0.$$

Diese Summe enthält nur positive Glieder, kann also nur verschwinden, wenn jedes Glied für sich gleich Null wird, also, da $\mathfrak{J}_\varkappa$ und $\mathfrak{J}_\lambda$ beliebige Werte annehmen können, wenn der Klammerausdruck in jedem Gliede für sich verschwindet. Das ist der Fall

1) wenn nur eine Welle vorhanden ist, also der Strom sinusförmig ist, denn dann ist $\varkappa = \lambda = 1$,

2) wenn

$$f_{a\varkappa}\cdot f_{b\lambda} = f_{a\lambda}\cdot f_{b\varkappa},$$

d. h. wenn

$$\text{(V)}\quad \left(L_a\varkappa\omega - \frac{1}{C_a\varkappa\omega}\right)\left(L_b\lambda\omega - \frac{1}{C_b\lambda\omega}\right) = \left(L_a\lambda\omega - \frac{1}{C_a\lambda\omega}\right)\left(L_b\varkappa\omega - \frac{1}{C_b\varkappa\omega}\right).$$

Rechnet man diese Gleichung aus, so ergiebt sich

$$L_aC_a(\varkappa^2 - \lambda^2) = L_bC_b(\varkappa^2 - \lambda^2)$$

oder allgemein

$$\text{(VI)}\quad \ldots\ldots\quad L\cdot C = \text{Konst.}$$

als die gesuchte Bedingung.

In Worten: Das Gesetz der Vektoraddition gilt bei hintereinandergeschalteten Impedanzen für beliebige Kurvenformen allgemein nur dann, wenn die

Eigenschwingungen der Impedanzen einander gleich sind, oder, was dasselbe ist, wenn die Induktanzen sich umgekehrt verhalten wie die Kapazitäten.

Enthalten die Impedanzen ausser Widerstand nur Selbstinduktion, so folgt, da dann $C_a = C_b = \infty$ ist, aus Gleichung (V),

(VIa) . . . $L_a \cdot L_b \varkappa\lambda\omega^2 = L_a L_b \varkappa\lambda\omega^2$.

Enthalten sie jedoch ausser Widerstand nur Kapazität, d. h. ist $L_a = L_b = 0$, so folgt aus Gleichung (V) die Bedingung

(VIb) . . . $C_a C_b \varkappa\lambda\omega^2 = C_a C_b \varkappa\lambda\omega^2$

Die beiden Identitäten Gleichung (VIa) und (VIb) sagen aus: Das Gesetz der Vektoraddition gilt bei hintereinandergeschalteten Impedanzen für beliebige Kurvenformen allgemein, wenn die Impedanzen alle (also der gesamte Stromkreis) ausser Widerstand nur Selbstinduktion oder nur Kapazität enthalten.

Enthält eine Impedanz nur Selbstinduktion, die andere nur Kapazität, ist also

$$L_a = L_a; \quad C_a = \infty,$$
$$L_b = 0; \quad C_b = C_b,$$

so folgt aus Gl. (V)

(VIc) . . . $L_a C_b \varkappa^2 = L_a C_b \lambda^2$.

Diese Gleichung ist bei beliebigen Kurvenformen ausser für $C_b = \infty$ (d. h. ausser wenn nur Selbstinduktion vorhanden ist), nur dann erfüllt, wenn entweder $L_a = 0$ ist, d. h. wenn nur Kapazität vorhanden ist, oder wenn $C_b = 0$, d. h. wenn der Stromkreis unterbrochen ist. Das führt zu dem Satze: Das Gesetz der Vektoraddition gilt bei hintereinandergeschalteten Impedanzen nicht, wenn die Impedanzen ausser Widerstand teilweise Selbstinduktion und teilweise Kapazität besitzen.

Fügen wir als letzten den im Hinblick auf Gleichung (V) und (9) selbstverständlichen Satz hinzu, nämlich: Das Gesetz der Vektoraddition gilt bei hintereinandergeschalteten induktions- und kapazitätsfreien Widerständen für beliebige Kurvenformen allgemein, so sind alle Bedingungen für die Gültigkeit der Vektoraddition für hintereinandergeschaltete Impedanzen mit konstanten L und C, also in eisenfreien Stromkreisen, bei beliebigen Kurvenformen festgelegt.

III.

Die Addition der Vektoren bei beliebiger Kurvenform für mehrere Impedanzen in Parallelschaltung.

Für die Parallelschaltung gilt das Schema der Fig. 3. Die Überlegungen sind zunächst ganz analog den oben angestellten: Aus der Thatsache, dass

$$\mathfrak{E}_0 = \mathfrak{E}_a + \mathfrak{E}_b \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

und der Definition des Leistungsfaktors folgt unbedingt, dass

$$J_0 \cdot \cos\varphi_0 = J_a \cos\varphi_a + J_b \cos\varphi_b \quad . \quad (10a)$$

Zu untersuchen bleibt nur, ob die Sinusprojek-

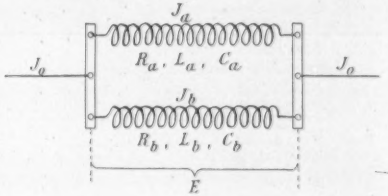


Fig. 3.

tion des Gesamtstromes gleich der Summe der Sinusprojektionen der Einzelströme ist, also ob

(VII) . $J_0 \sin\varphi_0 = J_a \sin\varphi_a + J_b \sin\varphi_b$

Eine der früheren analoge Umformung liefert hieraus die Bedingungsgleichung

$$\text{(VIII)} \quad \begin{aligned} E^2 J_0^2 = {} & E^2 J_a^2 + E^2 J_b^2 + \mathfrak{E}_0^2 - \mathfrak{E}_a^2 - \mathfrak{E}_b^2 \\ & + 2\sqrt{(E^2 J_a^2 - \mathfrak{E}_a^2)\,(E^2 J_b^2 - \mathfrak{E}_b^2)}. \end{aligned}$$

Von hier ab muss die Entwicklung etwas anders als oben werden. Für die Effektivwerte der Ströme ergeben sich folgende Gleichungen

$$J_a^2 = \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu \mathcal{J}_{a\nu}^2 \cos^2\varphi_{a\nu} + \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu \mathcal{J}_{a\nu}^2 \sin^2\varphi_{a\nu} \quad (13a)$$

$$J_b^2 = \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu \mathcal{J}_{b\nu}^2 \cos^2\varphi_{b\nu} + \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu \mathcal{J}_{b\nu}^2 \sin^2\varphi_{b\nu} \quad (13b)$$

$$\begin{aligned} J_0^2 = {} & \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu (\mathcal{J}_{a\nu}\cos\varphi_{a\nu} + \mathcal{J}_{b\nu}\cos\varphi_{b\nu})^2 \\ & + \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu (\mathcal{J}_{a\nu}\sin\varphi_{a\nu} + \mathcal{J}_{b\nu}\sin\varphi_{b\nu})^2 \end{aligned} \quad (13c)$$

von denen die ersten beiden ohne weiteres klar sind, während die dritte leicht gefunden wird, wenn man die Beziehung für die Momentanwerte

$$\begin{aligned} i_0 = i_a + i_b = {} & \Sigma_\nu \mathcal{J}_{a\nu} \sin(\nu\omega t + \varphi_{a\nu}) \\ & + \Sigma_\nu \mathcal{J}_{b\nu} \sin(\nu\omega t + \varphi_{b\nu}) \end{aligned}$$

trigonometrisch umformt. — Zu diesen Formeln tritt

$$E^2 = \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu E_\nu^2 \begin{cases} = \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu \mathcal{J}_{a\nu}^2 (R_a^2 + f_{a\nu}^2) \\ = \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu \mathcal{J}_{b\nu}^2 (R_b^2 + f_{b\nu}^2) \end{cases}$$

oder

$$E^2 = \begin{cases} = J_a^2 R_a^2 + \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu \mathcal{J}_{a\nu}^2 f_{a\nu}^2 \\ = J_b^2 R_b^2 + \tfrac{1}{2}\Sigma_\nu \mathcal{J}_{b\nu}^2 f_{b\nu}^2 \end{cases} \quad . \quad (14)$$

Nun kann aus Gleichung (13c) der Ausdruck gewonnen werden:

$$\begin{aligned} J_0^2 = {} & J_a^2 + J_b^2 \\ & + \Sigma_\nu \mathcal{J}_{a\nu}\mathcal{J}_{b\nu}(\cos\varphi_{a\nu}\cos\varphi_{b\nu} + \sin\varphi_{a\nu}\sin\varphi_{b\nu}). \end{aligned}$$

Es ist dazu nur nötig, die Quadrierung der Binome unter den Summenzeichen auszuführen und in passender Weise von neuem zusammenzufassen. Setzt man in diesem Ausdruck:

$$\cos\varphi_{a\nu} = \frac{R_a}{\sqrt{R_a^2 + f_{a\nu}^2}}; \quad \sin\varphi_{a\nu} = \frac{f_{a\nu}}{\sqrt{R_a^2 + f_{a\nu}^2}}$$

und die entsprechenden Werte für $\cos \varphi_{bv}$ und $\sin \varphi_{bv}$, und drückt man ausserdem $\mathfrak{J}_{av}$ und $\mathfrak{J}_{bv}$ durch die zugehörigen Spannungen und Impedanzen aus, so ergiebt sich

$$J_0^2 = J_a^2 + J_b^2 + \Sigma_v E_v^2 \frac{R_a R_b + f_{av} f_{bv}}{(R_a^2 + f_{av}^2)(R_b^2 + f_{bv}^2)} \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Dieser Wert soll später in die Bedingungsgleichung (VIII) eingesetzt werden.

In der rechten Seite dieser Gleichung (VIII) wird $\mathfrak{E}_0^2 - \mathfrak{E}_a^2 - \mathfrak{E}_b^2 = 2\,\mathfrak{E}_a\,\mathfrak{E}_b$ durch Ströme und Widerstände ausgedrückt als

$$2\,\mathfrak{E}_a\,\mathfrak{E}_b = \frac{1}{2} \sum_v \frac{E_v^2}{(R_a^2 + f_{av}^2)} \cdot \sum_v \frac{E_v^2}{(R_b^2 + f_{bv}^2)} \cdot R_a R_b \, . \quad . \quad . \quad (16)$$

Der Ausdruck unter der Wurzel in (VIII) wird durch die Beziehung Gleichung (14) umgeformt und erscheint dann als

$$2\sqrt{} = \frac{1}{2} \sqrt{\sum_v \frac{E_v^2}{(R_a^2 + f_{av}^2)} \cdot \sum_v \frac{E_v^2}{(R_b^2 + f_{bv}^2)} \cdot \sum_v \frac{E_v^2 f_{av}^2}{(R_a^2 + f_{av}^2)} \cdot \sum_v \frac{E_v^2 f_{bv}^2}{(R_b^2 + f_{bv}^2)}} \quad (17)$$

Nunmehr setzen wir die in den Gleichungen (15), (16) und (17) gewonnenen Ausdrücke in Gleichung (VIII) ein und erhalten als Bedingungsgleichung

$$\Sigma_v E_v^2 \cdot \Sigma_v E_v^2 \frac{R_a R_b + f_{av} f_{bv}}{(R_a^2 + f_{av}^2)(R_b^2 + f_{bv}^2)} = \sum_v \frac{E_v^2}{(R_a^2 + f_{av}^2)} \cdot \sum_v \frac{E_v^2}{(R_b^2 + f_{bv}^2)} \cdot R_a R_b + \sqrt{\sum_v \frac{E_v^2}{(R_a^2 + f_{av}^2)} \cdot \sum_v \frac{E_v^2}{(R_b^2 + f_{bv}^2)} \cdot \sum_v \frac{E_v^2 f_{av}^2}{(R_a^2 + f_{av}^2)} \cdot \sum_v \frac{E_v^2 f_{bv}^2}{(R_b^2 + f_{bv}^2)}} \quad (IX)$$

Wir haben nun zu fragen, wann diese Gleichung befriedigt ist und können dabei folgendermassen verfahren:

1. Wir nehmen an, dass die Spannungskurve, also alle E_v, gegeben seien, dann wird die Gleichung durch ein System von Werten R_a, R_b, f_{av}, f_{bv} befriedigt, von denen ein Teil reell, ein Teil imaginär ist. Das würde heissen: wirkliche, praktisch mögliche Werte von R_a, R_b, f_{av}, f_{bv} giebt es nicht. Es kann aber für eine gewisse Kurvenform der Spannung vorkommen, dass auch die imaginären Werte reell werden; dann haben wir einen besonderen Fall, in dem die Gleichung (IX) durch praktisch mögliche Werte der Widerstände, Kapazitäten und Induktanzen erfüllt, also die graphische Addition richtig ist. Einer dieser Fälle ist der, dass $v = 1$ ist, d. h. dass die Spannungskurve sinusförmig ist, und es lässt sich leicht erkennen, dass die Gleichung dann durch alle beliebigen Werte von R_a, R_b, f_a und f_b befriedigt wird. — Ob und wann ausserdem ein solcher Fall eintritt, ist nicht leicht zu übersehen; es hat aber auch kein allgemeineres Interesse, diese Frage näher zu untersuchen; denn die Gültigkeit der Vektoraddition würde damit eben nur für eine bestimmte Kurvenform der Spannung bewiesen sein. Uns interessiert vielmehr die Frage, wann die Vektoraddition allgemein, für beliebige Spannungskurven, gilt. Die Antwort hierauf finden wir folgendermassen:

2. Lösungen der Gleichung (IX), die für alle Werte von E_v gelten sollen, müssen bewirken, dass auf der linken und rechten Seite der Gleichung identische Funktionen von E_v^2 stehen. Das setzt aber voraus, dass die Wurzel auf der rechten Seite verschwindet oder dass sie sich wirklich ausziehen lässt, denn eine rationale Funktion gewisser Grössen kann nicht gleich einer irrationalen Funktion derselben Grössen sein.

Wenden wir uns zuerst zu der zweiten Möglichkeit, so haben wir zu untersuchen, wann der Wurzelausdruck in Gleichung (IX), der die Form

$$\sqrt{\Sigma_1 \cdot \Sigma_2 \cdot \Sigma_3 \cdot \Sigma_4}$$

besitzt, reell wird.

Die Wurzel aus einem Produkte rationaler Funktionen lässt sich nur ziehen, wenn je zwei Faktoren identisch oder nur durch einen Proportionalitätsfaktor verschieden sind. Es muss also eins der Gleichungspaare

$$\Sigma_1 = c \cdot \Sigma_2 \text{ und } \Sigma_3 = c' \cdot \Sigma_4,$$

oder

$$\Sigma_1 = c \Sigma_3 \text{ und } \Sigma_2 = c' \Sigma_4$$

oder

$$\Sigma_1 = c \Sigma_4 \text{ und } \Sigma_2 = c' \Sigma_3$$

befriedigt sein. Dazu gehört, dass je zwei Summanden der Summen dieselbe Bedingung erfüllen. Es lässt sich nun leicht nachweisen, dass die beiden letzten Gleichungspaare unmöglich bestehen können; es ist nämlich nicht möglich, dass

$$\frac{1}{R_a^2 + f_{av}^2} = c \frac{f_{av}^2}{R_a^2 + f_{av}^2}$$

und

$$\frac{1}{R_b^2 + f_{bv}^2} = c' \frac{f_{bv}^2}{R_b^2 + f_{bv}^2};$$

ebensowenig ist es möglich, dass

$$\frac{1}{R_a^2 + f_{av}^2} = c \frac{f_{bv}^2}{R_b^2 + f_{bv}^2}$$

und

$$\frac{1}{R_b^2 + f_{bv}^2} = c' \frac{f_{av}^2}{R_a^2 + f_{av}^2}.$$

Es bleibt also nun die Möglichkeit übrig, dass

$$\frac{1}{R_a^2 + f_{av}^2} = \frac{c}{R_b^2 + f_{bv}^2}$$

und

$$\frac{f_{av}^2}{R_a^2+f_{av}^2}=c'\,\frac{f_{bv}^2}{R_b^2+f_{bv}^2}$$

Und diese Gleichungen sind nur erfüllt, wenn

$$f_{av}:f_{bv}=R_a:R_b=\text{const.},$$

d. h. wenn

$$\text{(Xa)}\quad \left(L_a\nu\omega-\frac{1}{C_a\nu\omega}\right):\left(L_b\nu\omega-\frac{1}{C_b\nu\omega}\right)=R^a:R^b=\text{const.}$$

oder, was dasselbe ist, wenn

$$\text{(Xb)}\quad \ldots\ldots\ \varphi_{av}=\varphi_{bv}$$

Setzt man diese Bedingung in Gleichung (IX) ein, so wird diese Gleichung thatsächlich für alle Werte der E_ν befriedigt.

Die naheliegende Annahme, dass die Bedingung $\varphi_{av}=\varphi_{bv}$ identisch ist mit der Bedingung, dass die gemessenen Leistungsfaktoren der Zweige a und b, also auch die Winkel der resultierenden Phasenverschiebung φ_a und φ_b einander gleich sind, bestätigt sich. Denn setzt man die beiden Leistungsfaktoren nach Gleichung (5) zu einander ins Verhältnis, so erhält man

$$\frac{\cos\varphi_a}{\cos\varphi_b}=\frac{\sum\frac{E_\nu^2 R_a}{R_a^2+f_{av}^2}}{\sum\frac{E_\nu^2 R_b}{R_b^2+f_{bv}^2}}\cdot\sqrt{\frac{\sum\frac{E_\nu^2}{R_b^2+f_{bv}^2}}{\sum\frac{E_\nu^2}{R_a^2+f_{av}^2}}},$$

und hieraus, wenn man mit

$$\frac{R_a\cdot\sqrt{R_b^2}}{R_b\cdot\sqrt{R_a^2}}$$

multipliziert,

$$\frac{\cos\varphi_a}{\cos\varphi_b}=\frac{\Sigma E_\nu^2\cos^2\varphi_{av}}{\Sigma E_\nu^2\cos^2\varphi_{bv}}\sqrt{\frac{\Sigma E_\nu^2\cos^2\varphi_{bv}}{\Sigma E_\nu^2\cos^2\varphi_{av}}}=1.$$

Wir erhalten also den Satz: Das Gesetz der Vektoraddition gilt bei parallel geschalteten Impedanzen für beliebige Kurvenformen dann allgemein, wenn die Leistungsfaktoren der Impedanzen einander gleich sind.

Enthalten die einzelnen Impedanzen ausser Widerstand nur Selbstinduktion, ist also $C_a=C_b=\infty$, so wird aus Gleichung (Xa)

$$\text{(Xc)}\quad \ldots\ L_a:L_b=R_a:R_b.$$

Ist ausser Widerstand nur Kapazität vorhanden, so ergiebt sich

$$\text{(Xd)}\quad \ldots\ C_a:C_b=R_b:R_a,$$

und der allgemeine Satz nimmt für diese Sonderfälle die Form an: Das Gesetz der Vektoraddition gilt für beliebige Kurvenformen bei parallel geschalteten Impedanzen, die nur Widerstand und Selbstinduktion oder nur Widerstand und Kapazität enthalten, dann, wenn sich die Induktanzen zu einander wie die Widerstände, oder wenn sich die Kapazitäten umgekehrt wie die Widerstände verhalten.

Schliesslich haben wir noch die Frage zu beantworten, wann die Wurzel in Gleichung (IX) verschwindet. Das tritt ein, wenn entweder alle $f_{av}=0$ oder alle $f_{bv}=0$ sind, denn diese Grössen erscheinen als Faktoren aller Glieder der einen der vier Summen unter der Wurzel. Die Bedingung lautet also: Es muss sein entweder

$$L_a\nu\omega-\frac{1}{C_a\nu\omega}=0,$$

oder

$$L_b\nu\omega-\frac{1}{C_b\nu\omega}=0.\qquad\ldots\quad\text{(XIa)}$$

Eine Bedingung dieser Form kann aber unmöglich für alle ν gleichzeitig erfüllt sein, ausser wenn

$$L_a=0\ \text{und}\ C_a=\infty$$

oder

$$L_b=0\ \text{und}\ C^b=\infty\qquad\ldots\quad\text{(XIb)}$$

Es darf also nur eine Impedanz mit Selbstinduktion und Kapazität oder mit einem von beiden behaftet sein. Ist das der Fall, so wird Gleichung (IX) thatsächlich für alle Werte von E_ν befriedigt. —

Damit sind alle Möglichkeiten erschöpft. In dem ersten, durch die Bedingungsgleichungen (Xa) bis (Xd) ausgedrückten Falle mussten die Vektoren der effektiven Ströme gegen den gemeinsamen Vektor der effektiven Spannung dieselbe, durften also untereinander überhaupt keine (resultierende) Phasenverschiebung haben. Das bedeutet aber nichts anderes, als dass die graphische Addition nur richtig ist, wenn sie zur algebraischen geworden ist; d. h. die graphische Addition ist eben nicht richtig.

In Verbindung mit dem zuletzt behandelten Falle kann man das Ergebnis in dem Satze formulieren: Die graphische Behandlung der Probleme in Wechselstromkreisen mit parallel geschalteten Impedanzen ist bei beliebigen Kurvenformen nur zulässig, wenn sämtliche Ströme die nicht in Phase mit der Spannung sind, unter sich keine Phasenverschiebung haben.

IV.

Die Dreiecke der Wechselstromgrössen für Eisen enthaltende Impedanzen.

Liegt ein Eisen enthaltender Stromkreis vor, so ist infolge der veränderlichen Permeabilität der Selbstinduktionskoeffizient keine Konstante mehr. Es gilt dann als Spannungsgleichung die Gleichung

$$e=iR+\frac{dLi}{dt}\quad\ldots\ldots\quad(18)$$

Das letzte Glied stellt die Spannung dar, die den Strom i bei unendlich guter Leitfähigkeit des Leitungsmetalles durch den Stromkreis treiben würde. Wir bezeichnen sie mit

$$e_f = \frac{dLi}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Quadriert man die beiden Seiten der Gleichung (18) und bildet in bekannter Weise die effektiven Mittelwerte, so erhält man

$$E^2 = J^2R^2 + E_f^2 + 2R \cdot \mathfrak{E}, \quad . \quad . \quad (20)$$

wobei die grossen Buchstaben die effektiven Mittelwerte und $\mathfrak{E}$ den in Eisen verzehrten mittleren Effekt bedeuten. Diese Gleichung lässt sich geometrisch darstellen durch Fig. 4, wenn

$$\mathfrak{E} = E_f J \cdot \cos\alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

gesetzt wird. Es ist nachzuweisen, dass dieser Ausdruck immer richtig ist. Der Nachweis ist

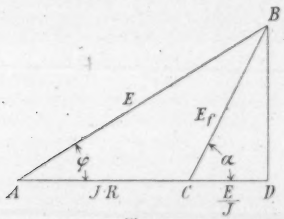


Fig. 4.

leicht, denn es ist offenbar, dass der in die widerstandslos gedachte Wicklung eingeleitete scheinbare Effekt $E_f J$ wegen der im Eisen enthaltenen Selbstinduktion grösser oder mindestens gleich dem wahren in Eisen verzehrten Effekte sein muss und dass der Effekt im anderen Grenzfall schliesslich gleich Null werden kann; dann ist nämlich der Fall der eisenfreien Stromkreise erreicht. Der $\sphericalangle \alpha$ liegt also immer zwischen o und $\pi/2$, das Dreieck BCD ist immer konstruierbar, und $\mathfrak{E}/J$ stellt die Nutzspannung für den vom Ohmschen Widerstande frei gedachten Stromkreis dar, die dem Effektverbrauche im Eisen entspricht. Und diese Nutzspannung muss sich natürlich zu der Nutzspannung des Ohmschen Widerstandes algebraisch addieren, was auch durch die geometrische Darstellung ausgedrückt ist. Es ist also bewiesen, dass sich die Wechselstromgrössen durch Dreiecke darstellen lassen; die Figur gilt natürlich auch für die Effekte und die Widerstände.

Ohne den Nachweis der Gültigkeit der in Gleichung (21) dargestellten Beziehung ist der Beweis, der von Roessler stammt [1]), wohl nicht überzeugend.

Nach dem oben eingeschlagenen Gange müssten nunmehr Untersuchungen darüber folgen, unter welchen Bedingungen die graphische Addition bei Eisen enthaltenden in Reihe oder nebeneinander geschalteten Impedanzen zulässig sei. Die Antwort wird sich aber auf einem Wege, wie wir ihn oben eingeschlagen haben, nicht finden lassen, denn den dortigen Untersuchungen liegt die Annahme konstanter Induktanzen zu Grunde. Eine allgemeine Lösung der Frage in einer Weise, die den praktischen Bedürfnissen vollkommen gerecht wird, dürfte überhaupt wohl nicht leicht zu liefern sein. — Dass die Verhältnisse bei Eisen enthaltenden Impedanzen nicht günstiger liegen werden als in den oben behandelten Fällen, liegt auf der Hand, und wir haben allen Grund, an der Zuverlässigkeit vieler durch graphische Behandlung gewonnenen Ergebnisse praktischer Wechselstromprobleme zu zweifeln.

Dass die häufige Unzulässigkeit der graphischen Behandlung der Wechselstromprobleme nicht schon längst durch das Experiment bewiesen ist, ist zum Teil wenigstens auf die Unzuverlässigkeit unserer technischen Wechselstrom-Messinstrumente zurückzuführen. Es wäre von grossem Interesse, die Ergebnisse der vorstehenden theoretischen Untersuchungen auch experimentell weiter zu verfolgen.

1) Elektrot. Zeitschrift 1895, S. 681.

(Eingegangen 16. Mai 1902.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Über die Frage des durch die elektrische Konvektion erzeugten Magnetfeldes und über andere ähnliche Fragen.

(Schluss.)

Von A. Righi.

5. Kritische Betrachtungen.

Beginnen wir damit zu prüfen, auf welche Grundlage sich der negative Schluss von Crémieu stützt. Um zu diesem Schlusse zu gelangen, stützte sich der Genannte auf die Annahme, dass eine leitende Platte von grosser Ausdehnung zwischen der rotierenden Scheibe und dem Magnetometer die magnetische Wirkung der ersteren auf das letztere weder unterdrücken, noch auch vermindern könne. Das ist aber keineswegs bewiesen, da, auch wenn man die magnetischen Wirkungen eines kontinuierlichen Stromes und einer Konvektion, die in der gleichen Zeit die gleiche Elektrizitätsmenge wie jener in Bewegung setzt, als identisch annimmt,

hieraus keineswegs folgt, dass diese Identität notwendigerweise auch bei Gegenwart eines unbeweglichen Leiters noch bestehen müsse. Vielmehr scheint das Entgegengesetzte zuzutreffen. In der That würde sich auf dem Leiter, wenn er sich einem unbeweglichen elektrischen Körper gegenüber befände, durch Influenz eine Ladung von entgegengesetzten Vorzeichen bilden. Wenn nun der elektrisierte Körper sich bewegt, so muss die Influenzladung sich jedenfalls auf dem Leiter verschieben; sie mag in einem gegebenen Augenblick nicht mit derjenigen identisch sein, die auf dem Leiter vorhanden sein würde, wenn der elektrisierte Körper an der in dem betreffenden Augenblick von ihm eingenommenen Stelle unbeweglich wäre, aber sie muss jedenfalls existieren; und infolge ihrer Bewegung, welche diejenige des elektrisierten Körpers begleitet, wird sie eine magnetische Wirkung hervorbringen, die sich mit der, nach unserer Annahme, von dem elektrisierten Körper ausgehenden verbindet.

Die Gegenwart jenes Leiters verändert somit das durch die elektrische Konvektion erzeugte Magnetfeld, während eine ähnliche Änderung nicht eintritt, wenn der Leiter sich in der Nähe eines wirklichen elektrischen Stromes befindet.[1])

Viel weiter ist Potier[2]) gegangen, der behauptete, eine metallische Hülle, welche den Raum, in dem die elektrische Konvektion stattfindet, von demjenigen trennt, in dem sich das Magnetometer befindet, müsse jegliche Wirkung auf dieses Instrument unterdrücken. Sein Gedankengang ist der folgende: „Die magnetische Kraft, welche auftritt, wenn ein elektrisierter Körper sich bewegt, ist keine Fernwirkung, sondern kommt dadurch zu stande, dass die durch die Bewegung des elektrisierten Körpers bewirkte Störung in der Verteilung der elektrischen Kraft sich durch den Raum ausbreitet. Wird also — etwa indem man diesen Körper in einen hohlen Leiter oder zwischen die Armaturen eines Kondensators einschliesst — der Raum, innerhalb dessen sich die elektrische Störung ausbreiten kann, beschränkt, so beschränkt man damit gleichzeitig den Raum, innerhalb dessen das Magnetfeld auftreten kann."

Wie mir scheint, schliesst dieser Gedankengang eine unrichtige oder wenigstens unbewiesene Behauptung in sich. Allerdings lokalisiert ein hohler Leiter, der einen elektrisierten Körper umgiebt, das von diesem erzeugte elektrostatische Feld, falls der Körper sich nicht bewegt, denn das Feld ist ja ausserhalb des hohlen Leiters gleich Null; aber dasselbe lässt sich nicht behaupten, wenn sich der elektrisierte Körper in Bewegung befindet. In Wirklichkeit erzeugt der elektrisierte Körper vermöge seiner Bewegung ein Magnetfeld, und was sich ringsum mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet, ist nicht, wie Potier annimmt, lediglich eine elektrische, sondern eine elektromagnetische Störung; niemand aber hat je bewiesen, dass die von der Bewegung eines elektrisierten Körpers erzeugte elektromagnetische Störung nicht im stande sei, jenseits eines Schirmes von endlicher Leitfähigkeit ein Magnetfeld hervorzubringen.

Mein Einwand lässt sich auch in einer gedrängteren, aber übrigens gleichbedeutenden Form ausdrücken. Ein elektrisierter und in Bewegung befindlicher Körper bewirkt nicht lediglich, wie Potier behauptet, eine Störung der elektrischen Kraft, sondern eine elektromagnetische Störung, insofern ein veränderliches elektrisches Feld von einem magnetischen Felde begleitet ist. Nun ist es nicht bewiesen, und wahrscheinlich trifft es auch garnicht zu, dass ein Metallschirm von endlicher Leitfähigkeit die Ausbreitung einer derartigen Störung aufhalten müsse.

Freilich vermögen wir nicht recht zu verstehen, welche Wirkung in den beschriebenen Versuchen der Leiter ausübt, der die Magnetnadel gegen die elektrostatischen Wirkungen schützt. Dieser Mangel ist es vielleicht, der uns die Ursache des Gegensatzes zwischen den Resultaten von Crémieu und denjenigen der anderen Experimentatoren nicht klar erkennen lässt. Hier nun könnten die Vertreter der theoretischen Physik Abhilfe schaffen durch eine mathematische Darstellung des elektromagnetischen Feldes, das jenseits einer unbegrenzten leitenden Ebene durch eine mit konstanter Geschwindigkeit in gerader Linie sich bewegende Ladung erzeugt wird.[1])

1) Wäre diese Behauptung auch für den Fall als richtig zu erweisen, dass man es, anstatt mit einem einzigen elektrisierten Teilchen, mit einer grossen Zahl von solchen zu thun hat, die einander in sehr geringen Abständen auf der gleichen Bahn folgen, aber keine zusammenhängende elektrisierte Linie bilden, so liesse sich daraus ein Einwand gegen die gegenwärtig von verschiedenen Seiten aufgestellte Hypothese ableiten, dass ein elektrischer Strom in einem Leiter nichts anderes sei, als ein Transport elektrisierter Teilchen oder Elektronen. In der That müsste die Annäherung eines Leiters an den Strom das von diesem erzeugte Magnetfeld beeinflussen, während dies, wie die Erfahrung lehrt, nicht der Fall ist.

Dieser Einwand wird indessen jede Bedeutung verlieren, falls es sich etwa beweisen lässt, dass die durch den Leiter bewirkte Veränderung des Magnetfeldes um so geringer ausfällt, je grösser die Geschwindigkeit der elektrisierten Teilchen ist, und dass der Betrag dieser Veränderung sich der Null nähert, wenn diese Geschwindigkeit sehr gross, etwa gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Störungen wird, oder aber, dass der Betrag der Veränderung mit Abnahme der Entfernung zwischen den aufeinanderfolgenden Elektronen zu verschwinden strebt.

2) L'Éclairage Électrique, 1. Dez. 1900, S. 352.

1) Herr Prof. Levi-Civita von Padua benachrichtigt mich soeben (20. Oktober 1901), dass es ihm gelungen ist, das von mir bezeichnete Problem zu lösen.

Es darf ferner nicht übersehen werden, dass, falls wir uns dem Gedankengange Potiers anschliessen, die Versuche Rowlands und der anderen, welche die magnetische Wirkung der elektrischen Konvektion beobachtet zu haben glaubten, völlig unerklärlich werden. In der That war bei all diesen Experimenten die Magnetnadel vollständig von metallischen Leitern umgeben, welche sie von dem Raume trennten, in dem die elektrische Konvektion stattfand.

Wilson[1]), mit dem ich mich weiterhin noch zu beschäftigen haben werde, hat die Verschiedenheit der Resultate von Crémieu und Rowland zu erklären gesucht, indem er annahm, bei den Versuchen des ersteren seien die Sektoren mangelhaft isoliert gewesen und indem er ferner die durch Influenz in den festen Leitern erzeugten Ladungen berücksichtigte. Wenn dem so wäre, so liesse sich der Sachverhalt leicht aufklären.

Nachdem wir nun unsere Bedenken bezüglich der Versuche Crémieus dargelegt haben, müssen wir gerechterweise anerkennen, dass auch die Versuche Rowlands und der anderen von einigen Einwänden nicht frei sind.

Vor allem kann man diesen Versuchen diejenigen Lechers entgegenstellen, die unter anscheinend ganz ähnlichen Bedingungen vorgenommen wurden und kein Anzeichen von dem Bestehen der gesuchten elektrischen Kraft ergaben.

Ferner ist zu bemerken, dass bei den vollständigsten und genauesten Versuchen, wie es die von Rowland gemeinsam mit Hutchinson durchgeführten waren, die beiden Experimentatoren aller Wahrscheinlichkeit nach nicht vermochten, alle Fehlerquellen zu beseitigen, da bei Umkehrung des Drehungssinnes der elektrisierten Scheiben die Ablenkung des Magnetometers nicht allein, wie es der Fall sein musste, sich umkehrte, sondern auch, was nicht hätte eintreten sollen, ihre Grösse änderte.

Zudem ist, wie Bouty[2]) in einer Recension hervorhebt, die vollständige Beseitigung des Ladungsverlustes der Scheiben beinahe unerreichbar. Dieser Verlust, welcher schliesslich der Hauptsache nach in einem Übergang von Elektrizität von den rotierenden Scheiben auf die Metallplatten besteht, welche dieselben von dem Magnetometer trennen, muss in den Platten selbst Ströme erzeugen, welche im stande sind, die Magnetnadel abzulenken. Auf den ersten Blick kann es scheinen —, und auch Bouty ist der Ansicht — als ob diese Ströme zugleich mit dem Vorzeichen der Ladung ihre Richtung umkehren müssten und von der Richtung der Rotation unabhängig wären. Bei näherem Nachdenken gelangt man jedoch zu der Erkenntnis, dass auch die Richtung der Rotation einen kleinen Einfluss ausüben muss. In der That besteht ja der Ladungsverlust der rotierenden Scheibe einerseits in einem beständigen Transport der Ladung der Scheibe von dieser hinweg — und dieser Transport muss vorzugsweise an gewissen Punkten der Scheibe vor sich gehen, wo die ihr nahe Metallplatte, jenseits deren sich das Magnetometer befindet, irgend einen Vorsprung, eine Rauhheit oder eine scharfe Kante darbietet, — sowie gleichzeitig in einem Transport der entgegengesetzten Elektrizität von dieser Metallplatte aus, und zwar namentlich von gewissen Punkten derselben, zur beweglichen Scheibe. Aber die Luftschicht, welche sich zwischen der Scheibe und der leitenden Platte befindet, muss infolge der Reibung gleichfalls mehr oder weniger im Sinne der Drehung der Scheibe in Bewegung sein und dadurch müssen die Bahnen der Teilchen, welche die Elektrizitätsübertragung vermitteln, deformiert werden und die Stellen der Platte, zu welchen die übertragenen Ladungen gelangen, müssen sich im Sinne der Rotation verschieben. Die Verteilung der Ströme innerhalb der Platte muss sich also mit dem Drehungssinne des elektrisierten Körpers ändern.

Aber auch abgesehen von den Wirkungen der Elektrizitätszerstreuung giebt es bezüglich der Interpretation der Versuche von Rowland, Himstedt etc. noch verschiedene dunkle Punkte; und ich glaube in der That, dass jedermann zögern würde, auf Fragen wie die folgende eine kategorische Antwort zu geben: Ein durch eine Umdrehungsfläche begrenzter geladener Leiter werde um seine geometrische Achse in Rotation versetzt; rotiert dann auch seine Ladung, oder bleibt dieselbe unbeweglich? Und wenn der Körper ein Isolator ist, seine Ladung also jedenfalls bei der Rotation mitgenommen wird, vermag dieselbe dann ein Magnetfeld zu erzeugen, während das elektrische Feld infolge der Gestalt des rotierenden Körpers unverändert bleibt, welche Winkelverschiebung der Körper auch erleiden mag?

Die Antwort auf die erste Frage wird zunächst verschieden ausfallen, je nachdem man annimmt, dass die Ladung des Leiters in ihm selbst oder ganz oder teilweise in der ihm anhaftenden Luftschicht ihren Sitz hat; und der Misserfolg Lechers könnte vielleicht von dem einen oder andern durch die Hypothese erklärt werden, dass eine nicht in Sektoren geteilte Scheibe ihre Ladung nicht mit sich führe. Auch die zweite Frage ist heikel; aber es scheint, dass dieselbe in bejahendem Sinne zu beantworten ist. Sie ist analog zu der anderen, soviel erörterten Frage, ob die magnetischen Kraftlinien mitgenommen werden oder nicht.

1) Phil. Mag Juli 1901, S. 144.
2) Journ. de Phys. 1889, S. 530.

wenn ein cylindrischer Magnet mit symmetrisch um die Achse verteilter Magnetisierung um seine Achse rotiert.

Endlich lässt sich nach meiner Ansicht zwar nicht bezweifeln, dass die nichtisolierten Leiter, welche den Teil des Raumes, in dem die Konvektion ihren Sitz hat, von demjenigen trennen, in dem sich das Magnetometer befindet, die Äusserung der von jener hervorgebrachten magnetischen Kraft verhindern, aber ich halte es für nicht minder wahrscheinlich, dass die Influenzladungen, welche jene Leiter durchströmen, nicht ohne magnetische Wirkung sein können. Dann begreift man aber nicht, wie die Experimentatoren Ablenkungen erhalten konnten, deren Betrag gleich demjenigen war, der sich durch Berechnung unter ausschliesslicher Berücksichtigung der von den Ladungen der bewegten Leiter ausgeübten Wirkung ergeben hatte.

Wie man sieht, bieten auch die dem thatsächlichen Bestehen der vermuteten Erscheinung günstigen Experimente nicht jene Augenscheinlichkeit dar, die man in denselben vorzufinden wünschte. Alles in allem jedoch scheinen sie die Existenz der ersten von den vier Erscheinungen, die ich im Anfang aufgeführt habe, wirklich zu beweisen.

6. Vergleichende Prüfung der experimentellen Schwierigkeiten, welche voraussichtlich der Konstatierung der vier Erscheinungen anhaften.

Falls wirklich die Gegenwart des Leiters, der das Magnetometer umgiebt, bei den Versuchen zur Konstatierung der ersten von den im Eingang genannten vier Erscheinungen Schwierigkeiten mit sich bringt, so lässt sich leicht einsehen, dass dann die Konstatierung der dritten Erscheinung, welche das Umgekehrte der ersten darstellt, weniger schwierig ausfallen muss. Um das Vorhandensein dieser dritten Erscheinung zu konstatieren, muss man etwa ein Rad, auf dessen Umfang eine Anzahl gleichnamiger Magnetpole angeordnet ist, in rasche Umdrehung versetzen und beobachten, ob ein sehr leicht beweglicher elektrisierter Körper (z. B. ein Streifen Blattgold) eine Verschiebung erleidet oder ob eine in geeigneter Weise orientierte drehbare Nadel, die an ihren Enden gleiche und entgegengesetzte Ladungen trägt, eine Ablenkung erfährt. Nur müsste man, wenn es sich um den Nachweis der ersten Erscheinung handelte, vermeiden, dass die Magnetnadel durch eine elektrische Wirkung abgelenkt werde; dagegen besteht für den gegenwärtigen Fall keine derartige Gefahr, wenn nur die Nadel aus einer nicht merklich magnetischen Substanz gefertigt ist. Ist diese Substanz zugleich auch kein Leiter der Elektrizität, so hat man nicht einmal die Foucaultschen Ströme zu befürchten. Die elektrisierte Nadel, welche hier an Stelle der Magnetnadel tritt, braucht also in keine Hülle eingeschlossen zu sein und es ist deshalb anzunehmen, dass der experimentelle Nachweis der dritten Erscheinung sich leichter gestalten wird als derjenige der ersten. Den zur Anstellung des Versuches erforderlichen Apparat habe ich bereits projektiert.

Bei der zweiten und vierten Erscheinung, die zu einander reciprok sind, bestehen die experimentellen Schwierigkeiten des Nachweises gleichfalls in verschiedenem Grade. Hier aber ist diejenige, welche voraussichtlich geringere Schwierigkeiten darbieten sollte, die zweite (Erzeugung einer elektrischen Kraft durch ein veränderliches Magnetfeld), also mit anderen Worten gerade diejenige, deren Nachweis Lodge zweifelhaft gefunden und Crémieu für gescheitert erklärt hatte. Bezüglich der vierten Erscheinung (Erzeugung einer magnetischen Kraft durch ein veränderliches elektrisches Feld) besteht obendrein noch, ebenso wie bei der ersten, die Notwendigkeit, durch eine leitende Umhüllung die elektrische Einwirkung auf das Magnetometer zu verhindern.

Ich will nunmehr die erste Erscheinung, mit der ich mich genügend beschäftigt habe, ebenso wie die dritte, deren Nachweis noch nicht versucht worden ist, und die vierte, deren experimenteller Nachweis keine Hoffnung auf einen leichten Erfolg darbietet, beiseite lassen, und wende mich ausschliesslich zur zweiten Erscheinung, das heisst, zu der Erzeugung eines elektrischen Feldes durch ein veränderliches Magnetfeld.

7. Über die Versuche zum Nachweis der zweiten Erscheinung.

Anscheinend war Lodge[1]) der erste, der experimentell den Nachweis zu liefern versuchte, dass auf einen elektrisierten Körper, wenn er sich in einem Magnetfeld befindet und dieses eine Veränderung erleidet, eine elektrische Kraft einwirkt, die ihn zu bewegen strebt. Nach einer langen Reihe fruchtloser Versuche erhielt er, wie es scheint, ein Anzeichen des gesuchten Phänomens. Er hatte zuletzt einen geschlossenen Ring aus Eisendraht benutzt, der mit einem kupfernen Leitungsdraht nach Art des Ankers einer Dynamomaschine umwickelt war und in dessen Mitte ein elektrisierter Körper sehr leicht beweglich aufgehängt war.

Während bei geschlossenem konstanten Strom in der Umgebung des Ringes kein Magnetfeld existiert, kommt bekanntlich während der veränderlichen Periode des Stromes vor-

1) Phil. Mag. Juni 1889, S. 469.

übergehend ein Magnetfeld zu stande. Mit einem elektrisierten Stückchen Blattgold bekam Lodge, nachdem er auf geschickte Weise viele bedeutende Schwierigkeiten aus dem Wege geräumt und die Fehlerquellen herabgemindert hatte, kleine Ablenkungen in dem erwarteten Sinne. Er stellte dieses Resultat nicht als endgültig[1]) hin; es ist uns indessen nicht bekannt, dass er diese interessanten Versuche später wieder aufgenommen hätte.

Dagegen erhielt Crémieu mit einer Versuchsanordnung, die von der von Lodge benutzten verschieden war, ein negatives Ergebnis; dieses Ergebnis war es, welches ihn zur Wiederaufnahme der Rowlandschen Versuche zum Nachweis der ersten Erscheinung veranlasste.

Crémieus Apparat[2]) lässt sich mit dem bekannten elektromagnetischen Rotationsapparat vergleichen, der aus einem senkrechten Magneten und einem um dessen Achse beweglichen rechteckigen Stromleiter besteht; der Strom betritt den Leiter durch eine in der Mitte der oberen horizontalen Seite des Rechtecks angebrachte Spitze, die zugleich als Aufhängungsvorrichtung dient, und verlässt ihn durch eine kreisförmige Quecksilberrinne, welche den Äquatorialschnitt des Magneten umgiebt. In Crémieus Apparat ist der Magnet durch einen Elektromagneten ersetzt, und die Quecksilberrinne durch eine durchlöcherte Aluminiumscheibe, die, um die Entstehung der Foucaultschen Ströme zu verhindern, längs eines Durchmessers entzweigeschnitten ist. Ist die Scheibe mit Elektrizität geladen und wird vermittelst eines besonderen Kommutators die Stromrichtung in der Spule des Elektromagneten umgekehrt, so muss durch die vermuteten elektrischen Kräfte die Scheibe einen Impuls erleiden, welcher sie in Rotation versetzt.

Bei den Versuchen Crémieus bewirkte der Kommutator in kurzen Zwischenräumen die Stromumkehrungen und ausserdem wurde zwischen einer Umkehrung und der anderen die Ladung der Scheibe gewechselt. Auf diese Weise mussten die Wirkungen der aufeinanderfolgenden Stromumkehrungen sich miteinander verbinden und der Scheibe eine dauernde Ablenkung erteilen. Nach der auf Grund der Versuchsdaten vorgenommenen Berechnung hätte diese Ablenkung gut sichtbar sein müssen. Statt dessen aber beobachtete Crémieu nicht die geringste Ablenkung der Scheibe.

Unlängst hat aber Wilson[3]) an diesem Versuche eine scharfe Kritik geübt; nach ihm ist gerade die Thatsache, dass keine Verschiebung beobachtet wurde, geeignet, den sichersten Beweis dafür zu bilden, dass die gesuchte Erscheinung existiert.

In der That hat es Crémieu ausser acht gelassen, gewisse elektromagnetische Kräfte in Betracht zu ziehen, welche auftreten, nicht etwa wenn bei geladener Scheibe der Strom des Elektromagneten, sondern wenn bei gleichbleibender Erregung des letzteren die Ladung der Scheibe umgekehrt wird. Dieser Wechsel der Ladung ist notwendigerweise von einem vorübergehenden elektrischen Strom in den Drähten des beweglichen Rechtecks, an welchem die Scheibe befestigt ist, begleitet, und das Magnetfeld muss demnach, ganz wie bei dem Rotationsapparat, mit dem der Apparat Crémieus so grosse Ähnlichkeit hat, das Rechteck in Drehung zu setzen streben.

Den von diesen elektromagnetischen Kräften hervorgebrachten Effekt hat Wilson berechnet, und er hat gefunden, dass derselbe genau die Wirkung der gesuchten Erscheinung aufzuheben im stande ist. Und da bezüglich des Vorhandenseins jener elektromagnetischen Kräfte kein Zweifel bestehen kann, so bildet das negative Ergebnis Crémieus den besten indirekten Beweis für die Existenz einer durch die Änderungen des Magnetfeldes erzeugten elektrischen Kraft.

Crémieu hat auf Wilsons Kritik in einer kurzen Mitteilung[1]) erwidert, in welcher er sagt, er habe zu seinen Versuchen ein geschlossenes elektromagnetisches Solenoid benutzt, dessen Magnetfeld gleich Null ist; wenn man aber die von Crémieu[2]) publizierte Abbildung seines Apparates und die beigegebene Beschreibung betrachtet, so versteht man nicht recht, worauf sich diese Behauptung gründet; die Gültigkeit der Wilsonschen Schlussfolgerung scheint also nicht im mindesten beeinträchtigt[3]).

Gleichwohl wäre es wünschenswert, dass sich vermittelst der durch die Änderungen eines Magnetfeldes erzeugten elektrischen Kraft eine sichtbare Bewegung erhalten liesse. Der Nachweis der zweiten Erscheinung würde auf solche Weise viel offenkundiger werden, ganz ebenso wie die Demonstration des Gewichtes der Luft durch den Ausschlag einer Wage beim Einlassen von Luft in einen auf derselben ins Gleichgewicht gebrachten luftleer gepumpten Ballon viel wirksamer ist, als der Beweis derselben Thatsache mit Hilfe der Gleichheit des Gewichts einer mit Luft gefüllten Blase und derselben Blase im leeren Zustande.

1) Loc. cit. S. 479.
2) C. R. 131, 578.
3) Phil. Mag. Juli 1901, S. 144.

1) Phil. Mag. Aug. 1901, S. 236.
2) C. R. 131, S. 578.
3) Nachdem obiges bereits geschrieben war, konnte sich der Verf. davon überzeugen, dass der Crémieusche Apparat wirklich einen geschlossenen Magnetkreis hatte. Durch die Einwände Crémieus sind demnach die Schlüsse Wilsons thatsächlich entkräftet. (A. R.)

In den letzten Monaten habe ich meinerseits versucht, den direkten experimentellen Nachweis der zweiten Erscheinung zu verwirklichen; ich musste jedoch meine Versuche abbrechen, ohne sichere Resultate erhalten zu haben. Gleichwohl will ich in Kürze mitteilen, wie ich meinen Apparat vorbereitet hatte und auf welche Weise es mir gelungen war, die grössten von den überaus zahlreichen Schwierigkeiten, welchen man bei solchen delikaten Versuchen begegnet, zu überwinden.

Zur Erzeugung des Magnetfeldes benutzte ich einen gewöhnlichen Ruhmkorffschen Elektromagneten, der mit vertikaler magnetischer Achse auf einer mit Niveauschrauben versehenen Grundplatte montiert wurde. Die Erregung des Magneten geschah durch einen Strom von 4—10 Ampère, der mittels eines Handunterbrechers geschlossen, unterbrochen und invertiert werden konnte. Die untere Spule trug einen konischen Polaufsatz, die obere war ohne einen solchen. Innerhalb der weiten Höhlung dieser letzteren steckte konzentrisch und isoliert ein Messingrohr, dessen Durchmesser etwas geringer als derjenige der Öffnung und dessen Länge eine derartige war, dass es oben und unten etwas aus der Spule herausragte. In der oberen Öffnung der Röhre war ein versilberter Quarzfaden befestigt, der unten aus der Röhre heraustrat und hier die mit einem Spiegel verbundene bewegliche Nadel trug, welche eine elektrische Ladung erhielt und die wir für den Augenblick als der Nadel eines Quadrantenelektrometers ähnlich voraussetzen dürfen. Die Einfügung der Messingröhre in die Konstruktion des Apparats war von grossem Vorteil, da es ohne dieselbe oft vorgekommen war, dass der Quarzfaden von der Wand der Öffnung angezogen wurde und zu oscillieren begann.

Ein anderer und sehr wichtiger Teil des Apparats war ein cylindrisches Zinkgehäuse, welches die Nadel umgab und zum Erdboden abgeleitet war. Durch eine geeignete Öffnung in der oberen Platte des Gehäuses ragte das Messingrohr etwas in jenes hinein; die Bodenplatte ruhte auf dem konischen Polaufsatz und ein wenig über diesem befand sich die Nadel.

In der cylindrischen Wandung des Zinkgehäuses waren drei Öffnungen angebracht, die durch Glasplatten und am Rande derselben auf das Zink festgelötete Drahtnetze verschlossen waren. Durch die eine konnte die Nadel, wenn im Verlauf der Versuche ihre Lage konstatiert werden musste, stark beleuchtet werden, durch die beiden anderen betrachtete man die Nadel und durch eine dieser beiden wurden auch mittels Fernrohr und Skale die Ablenkungen abgelesen.

Die Ausführung des Versuches geschah in der Weise, dass man beobachtete, ob die vermittelst einer Zambonischen Säule geladene Nadel bei plötzlicher Umkehrung des Stromes in dem Elektromagneten eine Ablenkung erfuhr. Kleine Ablenkungen bekam ich beinahe immer, aber dieselben waren nicht konstant und nicht gross genug, um als Beweis für die gesuchte Erscheinung gelten zu dürfen; ich denke deshalb zu geeigneter Zeit die Untersuchung wieder aufzunehmen. Gleichwohl halte ich es für nützlich, schon jetzt die Fehlerquellen anzudeuten, denen ich begegnet bin, sowie die Mittel, mit denen ich dieselben zu beseitigen suchte.

Ein Umstand ist vor allem zu berücksichtigen: So sorgfältig man auch den Apparat montieren mag, ist es doch nahezu unmöglich, die idealen Bedingungen der Symmetrie, die für sich allein schon die Versuchsbedingungen ausserordentlich vereinfachen würden, vollständig zu erfüllen. Es ist darum weder erlaubt anzunehmen, die Nadel sei mit Bezug auf den Aufhängefaden vollkommen symmetrisch, noch darf man voraussetzen, die Richtung dieses letzteren falle genau mit der magnetischen Achse beider Spulen zusammen oder das Magnetfeld habe eine strenge Umdrehungsform. Daraus folgt, dass die Nadel, unabhängig von ihrer elektrischen Ladung, bei Umkehrung der Stromrichtung in den Spulen durch verschiedene Ursachen eine Ablenkung erfahren kann.

In der That muss dieselbe abgelenkt werden: 1. wenn sie selbst schwach paramagnetisch oder diamagnetisch ist; 2. infolge des Auftretens von Induktionsströmen in ihrer eigenen Masse oder in dem mit ihr fest verbundenen Spiegelchen.

Diese Ablenkungen sind durch bestimmte Eigentümlichkeiten gekennzeichnet. So sind die von der ersten Ursache herrührenden permanent und unabhängig sowohl von der Ladung der Nadel wie von der Richtung des Stromes im Moment der Umkehrung desselben. Die von den Foucaultschen Strömen herrührenden Ablenkungen dagegen sind momentan, wenn auch gleichfalls unabhängig von der Ladung der Nadel und der Richtung des Stromes.

Diese Ablenkungen würden sicher nicht eintreten, wenn der Apparat streng symmetrisch wäre. Je weniger sich der Apparat von der vollkommenen Erfüllung der idealen Symmetrie-Bedingungen entfernt, desto geringer werden sie ausfallen; ihre vollständige Beseitigung wird aber unter keinen Umständen gelingen. Allerdings ist es wahr, dass man diese Ablenkungen nicht mit jenen verwechseln kann, deren Feststellung Gegenstand der Untersuchung ist, denn diese letzteren müssen bei Umkehrung sowohl des Vorzeichens der Ladung der Nadel

wie der Stromrichtung ihre Richtung ändern und völlig verschwinden, wenn die Nadel ohne Ladung ist. Im allgemeinen sind aber auch diese Ablenkungen ausserordentlich viel kleiner als die durch die vorhin erwähnten Ursachen bewirkten und sie können darum nur dann kenntlich werden, wenn es gelingt, die von äusseren Ursachen herrührenden Ablenkungen möglichst klein zu machen.

Nach einer, ich möchte sagen unzähligen Menge von Versuchen bin ich dahin gelangt, die störenden Ablenkungen auf ein Minimum zu reduzieren, indem ich der Nadel die folgende Konstruktion gab.

Dieselbe besteht aus einem ausserordentlich leichten Röhrchen aus Cigarettenpapier, das durch halbkugelförmige Endflächen aus demselben Material verschlossen ist. Ein winziger Bügel aus Briefpapier dient dazu, das Röhrchen an dem Quarzfaden zu befestigen, wie auch den Spiegel zu tragen, von welchem der Silberbelag entfernt wurde. Ich musste viele, aus Mikroskop-Deckplättchen genommene Spiegelchen probieren, ehe ich eines fand, das eben hinreichend war, um in dem Fernrohr von der zwei bis drei Meter weit davon abstehenden Skala ein deutliches Bild zu geben. Die Ablesung bedurfte wegen des Fehlens eines Silberbelags auf dem Spiegel und wegen des Drahtnetzes vor der Öffnung des Zinkgehäuses einer besonders intensiven Beleuchtung der Skala.

Das Zinkgehäuse hat nicht allein die Aufgabe, die Nadel gegen Luftströmungen zu schützen; dasselbe dient auch dazu, eine Fehlerquelle zu beseitigen, welche ich noch nicht erwähnt habe, und welche umsomehr zu fürchten ist, als sie der Nadel Ablenkungen zu erteilen strebt, welche mit den gesuchten Ablenkungen verschiedene Eigentümlichkeiten teilen.

Diese Fehlerquelle bestand in der elektrostatischen Wirkung des Stromkreises des Elektromagneten auf die Nadel. Dieselbe strebte Ablenkungen hervorzubringen, welche sowohl mit dem Vorzeichen der Ladung der Nadel wie auch mit der Richtung des Stromes ihre Richtung umkehrten, und welche sich somit von denjenigen, die infolge der zweiten Erscheinung hätten auftreten müssen, nur dadurch unterschieden, dass sie dauernd anstatt vorübergehend waren. Das Metallgehäuse beseitigte diese Fehlerquelle vollständig.

Endlich gab es noch einen Übelstand, der aber nicht in einem elektrischen Vorgang begründet war, sondern in den durch zufällige Temperaturunterschiede zwischen den Wänden des Zinkgehäuses innerhalb des letzteren hervorgerufenen Luftströmungen seine Ursache hatte. Die unregelmässigen Bewegungen der Nadel, die dadurch entstanden, wurden unerträglich, wenn infolge lang fortgesetzten Stromdurchganges durch die Spulen des Elektromagneten dieser sich etwas zu erhitzen anfing.

Dieser Übelstand kann also sehr schwer ins Gewicht fallen; man kann ihm jedoch leicht abhelfen. Man braucht zu diesem Zwecke nur ausserhalb des Zinkgehäuses und in unmittelbarer Berührung mit den Endflächen desselben Scheiben aus Holz oder Pappdeckel anzubringen und die Cylinderwandung auf gleiche Weise oder besser mit einer Schicht von Watte zu bedecken, wobei nur, wie selbstverständlich, die mit Glas verschlossenen Öffnungen freigelassen werden.

Auf diese Weise gelang es mir, der Nadel eine bedeutende Stabilität zu verschaffen, abgesehen natürlich von den häufigen Erschütterungen durch die Nachbarschaft und durch Wagen und die Pferdebahn in den Strassen, an die mein gegenwärtiges, so unglückselig gelegenes Institut stösst. Nur in den Nachtstunden, die zumal für denjenigen, der nicht bei seinem Laboratorium wohnt, die unbequemsten sind, konnte ich ein paar zuverlässige Versuche anstellen; offenbar aber ist es nicht möglich, unter solchen Bedingungen eine lange und delikate und an sich schon sehr ermüdende Arbeit durchzuführen.

Wenn ich aber auch das Ergebnis, welches ich im Auge hatte, noch nicht mit dem nötigen Grade von Genauigkeit erreicht habe, so kann ich doch sagen, dass ich mir von den hauptsächlichsten Fehlerquellen genau Rechenschaft abgelegt und dass ich dieselben hinreichend eingeschränkt habe, damit ich, falls ich die notgedrungenerweise unterbrochene Untersuchung wieder aufnehmen kann, nur noch für einen empfindlicheren Apparat und eine geeignete Aufstellung desselben zu sorgen haben werde.

Schluss.

Aus den mitgeteilten Darlegungen ist meines Erachtens zu schliessen, dass die Versuche Crémieus unser Vertrauen in die so vollständige und an Anregungen so reiche moderne Theorie der Elektrizität in keiner Weise zu erschüttern brauchen. Damit aber ist noch nicht in Abrede gestellt, dass es notwendig oder wenigstens wünschenswert sei, dass neue und genaue Untersuchungen uns die unzweifelhafteste Bestätigung von dem Vorhandensein eines der vier im Eingang bezeichneten Phänomene oder anderer Erscheinungen, auf welche die Theorie etwa hinweisen könnte, verschaffen mögen.

Vielleicht kann die Klarlegung der zwischen jenen vier Phänomenen bestehenden Beziehungen ein derartiges Ergebnis fördern oder beschleu-

nigen, nachdem durch jene Beziehungen dem Experimentator eine reichere Auswahl an Hilfsmitteln dargeboten ist, die er zu seinen Untersuchungen heranziehen kann.

(Aus dem Italienischen übersetzt von B. Dessau.)

(Eingegangen 12. März 1902.)

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Böttger, Wilh., Grundriss der qualitativen Analyse vom Standpunkte der Lehre von den Ionen. Mit 10 Figuren, 3 Tabellen und einer Spektraltafel. gr. 8. XII u. 249 S. 1902. Leipzig, Wilhelm Engelmann. Gebunden M. 7 —.

Crew, Henry, and **Tatuall, Robert R.**, A laboratory manual of physics for use in high schools. With 128 fig. 8. XIII u. 234 S. 1902. New York, Macmillan Company. Gebunden.

Dziobek, O., Lehrbuch der analytischen Geometrie. Erster Teil: Analytische Geometrie der Ebene. Mit 85 Figuren im Text. gr. 8. VIII u. 350 S. 1900. Braunschweig, A. Graff's Buchhandlung. M. 6 —.

— — Zweiter Teil: Analytische Geometrie des Raumes. Mit 36 Figuren im Text. gr. 8. VIII u. 314 S. 1902. M. 6 —.

Eder, Jos. Maria, Ausführliches Handbuch der Photographie. 2. Aufl. Neuntes Heft (Bd. III, Heft 1). — Die Grundlage der Photographie mit Gelatine-Emulsionen. Von Josef Maria Eder. Mit 30 Abbildungen. Fünfte vermehrte und verbesserte Auflage. gr. 8. IX u. 343 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 7 —.

Encyklopädie der Photographie. 8. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp.

Heft 13. von Hübl, Arthur Freiherr, Der Platindruck. Mit 7 in den Text gedruckten Abbildungen. Zweite umgearbeitete Auflage. VIII u. 152 S. M 4 —.

Heft 17. Stolze, F., Die Kunst des Vergrösserns auf Papieren und Platten. Mit 95 in den Text gedruckten Abbildungen und 11 Tabellen. Zweite verbesserte Auflage. VIII u. 194 S. M. 6 —.

Heft 39. Reiss, R. A., Die Entwicklung der photographischen Bromsilbertrockenplatte und die Entwickler. Mit 8 Tafeln und 4 in den Text gedruckten Abbildungen. VIII u. 155 S. 1902. M. 4 —.

Heft 40. Lüppo-Cramer, Wissenschaftliche Arbeiten auf dem Gebiete der Photographie. VIII u. 112 S. 1902. M. 4 —.

Heft 41. Scheffler, Hugo, Das photographische Objektiv. Eine gemeinverständliche Darstellung. Mit 35 in den Text gedruckten Abbildungen. VIII u. 88 S. 1902. M. 2.40.

Gibbs, J. Williard, Elementary principles in statistical mechanics, developed with especial reference to the national foundation of thermodynamics. New York, Charles Scribner's sons. 1902. London WC., 37 Bedford Street, Strand, Edward Arnold. sh. 17 —.

Jahresbericht, Astronomischer. Mit Unterstützung der Astronomischen Gesellschaft herausgegeben von Walter F. Wislicenus. III. Band, enthaltend die Litteratur des Jahres 1901. gr. 8. XXXII u. 671 S. 1902. Berlin, Georg Reimer. M. 20 —.

Jahresbericht Elfter der Physikalischen Gesellschaft Zürich 1899 und 1900. gr. 8.

Jones, Harry C., The elements of physical chemistry. With 67 fig. gr. 8. XI u. 565 S. 1902. New York, Macmillan Company. Gebunden.

Krisch, August, Astronomisches Lexikon. Auf Grundlage der neuesten Forschungen, besonders der Spectralanalyse und der Himmelsphotographie, bearbeitet. Das Werk erscheint in 20 Lieferungen zu 50 Pfg. Bisher 10 Lieferungen erschienen. Auch in 2 Hälften à 5 M. Wien, A. Hartleben's Verlag.

Lanner, Alois, Naturlehre. Mit 377 Figuren, einer Spectraltafel und 4 meteorologischen Karten in Farbendruck. Bearbeitet für die oberen Classen der Mittelschulen auf Grund der mit Erlass des hohen k. k. Ministeriums für Cultus und Unterricht vom 23. Februar 1900 veröffentlichten 2. Auflage des Lehrplanes und der Instructionen für Gymnasien. gr. 8. IV u. 378 S. 1902. Wien, Jos. Roth'sche Verlagsbuchhandlung. Broch. M. 4.50, geb. M. 5.20.

Lorentz, H. A., Sichtbare und unsichtbare Bewegungen. Vorträge auf Einladung des Vorstandes des Departements Leiden der Matschappij tot nul van't algemeen im Februar und März 1901. Unter Mitwirkung des Verfassers aus dem Holländischen übersetzt von G. Siebert. Mit 40 eingedruckten Abbildungen. gr. 8. IV u. 123 S. 1902. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. M. 3 —.

Mathet, L., Traité de chimie photographique. Deuxième édition. Entièrement refondue et considérablement augmentée. Tome I. Paris, 118 et 118bis Rue d'Assas, Charles Mendel.

Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft in Zürich 1901. Nr. 1. gr. 8. 1901. Zürich, Buchdruckerei F. Lohbauer.

Ostwald W., Über Katalyse. Vortrag, gehalten auf der 73. Naturforscherversammlung zu Hamburg am 26. September 1901. kl. 8. 32 S. 1902. Leipzig, S. Hirzel. M. — 60.

Perry, John, Höhere Analysis für Ingenieure. Autorisierte deutsche Bearbeitung von Robert Fricke und Fritz Süchting. Mit 106 in den Text gedruckten Figuren. gr. 8. IX u. 423 S. 1902. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. Geb. M. 12 —.

Pettenkofer, Max von, Über Ölfarbe und Konservierung der Gemäldegalerien durch das Regenerationsverfahren. Zweite Auflage. gr. 8. VII u. 183 S. 1902. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. M. 3 —.

Russner, Johannes, Grundzüge der Telegraphie und Telephonie für den Gebrauch an technischen Lehranstalten. Mit 423 Abbildungen im Text und einer Tafel. gr. 8. VIII u. 274 S. 1902. Hannover, Gebrüder Jänecke. M. 4.80.

van Schaik, W. C. L., Wellenlehre und Schall. Autorisierte deutsche Ausgabe, bearbeitet von Hugo Fenkner. Mit 176 in den Text eingedruckten Abbildungen. gr. 8. XI u. 358 S. 1902. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. M. 8 —.

Weiler, W., Physikbuch mit in den Text eingedruckten farbigen Abbildungen. Ein Lehrbuch der Physik für den Schulunterricht und zur Selbstbelehrung. gr. Esslingen, J. F. Schreiber. Erster Band: Magnetismus und Electricität. Mit 445 in den Text eingedruckten, meist farbigen Abbildungen. X u. 290 u. XI S. Geb. M. 4.50. Zweiter Band: Mechanik. Mit 250 in den Text eingedruckten, meist farbigen Abbildungen. VII u. 156 u. VII S. Geb. M. 2.50. Dritter Band: Schwingungen und Wellen, Akustik: Lehre vom Schall. Mit 80 in den Text eingedruckten, meist farbigen Abbildungen, III u. 52 u. II S. Geb. M. 1.20.

— Physikalisches Experimentir- und Lesebuch mit vielen Freihandversuchen. Für den Schulunterricht und zur Selbstbelehrung bearbeitet. Mit 257 in den Text eingedruckten, meist farbigen Abbildungen. gr. 8. Esslingen, J. F. Schneider. IV u. 143 u. V S. Geb. M. 3 —.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

An der Universität Heidelberg hat sich der Assistent am Physikalischen Institut Dr. R. H. Weber für Physik habilitiert.

Der Professor der Chemie an der Universität Greifswald Dr. Hugo Schwanert tritt mit Ende dieses Halbjahres in den Ruhestand, ebenso der a. o. Professor der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Anton Weddige.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.